

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

Приладобудівний

(повна назва інституту/факультету)

Оптичних та оптико-електронних приладів

(повна назва кафедри)

УДК 535.42

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

В. Г. Колобродов

(підпис)

(ініціали, прізвище)

“ ” 2018р.

Магістерська дисертація

зі спеціальності (спеціалізації) 151 Автоматизація та комп'ютерно інтегровані
(код і назва спеціальності)

технології

на тему: Розробка методу стокс-поляриметричних вимірювань

Виконав: студент 6 курсу, групи ПО-71 мп

(шифр групи)

Пінчук Максим Леонідович

(прізвище, ім'я, по батькові)

(підпис)

Науковий керівник к.ф.-м.н., доц. Богатирьова Г.В.

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

(підпис)

Консультант стартап-проект к.е.н., доцент, Бояринова К.О.

(назва розділу)

(науковий ступінь, вчене звання, прізвище, ініціали)

(підпис)

Рецензент

(посада, науковий ступінь, вчене звання, науковий ступінь, прізвище та ініціали) (підпис)

Засвідчую, що у цій магістерській
дисертації немає запозичень з праць
інших авторів без відповідних посилань.
Студент

(підпис)

Київ – 2018 року

РЕФЕРАТ

Розробка методу стокс-поляриметричних вимірювань

Пояснююча записка 126 стор., 48 рис., 25 табл., 111 джерел.

КЛЮЧОВІ СЛОВА І СЛОВОСПОЛУЧЕННЯ: ПОЛЯРИЗАЦІЯ, ПОЛЯРИМЕТР, ПОЛЯРИЗАЦІЙНИЙ МЕТОД, ШОРСТКА ПОВЕРХНЯ, РОЗСІЯННЯ, ИНТЕРФЕРЕНЦІЙНИЙ ФІЛЬТР, ФАЗОВИЙ КУТ.

В даному дипломному проекті був розроблений метод стокс поляриметричного вимірювання шорстких поверхонь. Розглянуто характеристики когерентного електромагнітного випромінювання що розсіяне випадковими неоднорідними середовищами, розсіювачі об'єкти і їх характеристики, характеристики електромагнітного випромінювання розсіяного хаотичним фазовим екраном, особливості використання поляриметричних вимірювань для дистанційного зондування об'єктів, характеристики електромагнітного випромінювання розсіяного дисперсним середовищем.

Розглянуто поляризаційні ефекти при розсіянні когерентного випромінювання, модель утворення плямових структур при розсіянні когерентного випромінювання, використання моделі хаотичних амплітудно-фазових екранів для аналізу характеристик світла розсіяного турбулентною атмосферою, кутові залежності поляризації розсіяного випромінювання.

Проведено експериментальні дослідження статистичних та поляризаційних параметрів дифузорів, дослідження дифузних поверхонь за допомогою аналізу спекл-структури розсіяного випромінювання, експериментальне забезпечення досліджень, експериментальна матриця Мюллера шорсткої поверхні. Розроблено метод знаходження параметрів стокса, виконаний аналіз отриманих експериментальних даних. Та розроблений стартап проект поляриметр стокса для знаходження шорсткості поверхонь.

ABSTRACT

Development of Stokes-Polarimetric Measurement Method

Explaining note 126 pages, 48 figures, 25 tables, 111 sources.

KEY WORDS AND WELDING: POLARIZATION, POLYARIMETER, POLARIZATION METHOD, SURFACE, SALES, INTERFERENCE FILTER, PHASE KUT.

In this diploma project, a method of stochastic polarimetric measurement of rough surfaces was developed. The characteristics of coherent electromagnetic radiation scattered by random inhomogeneous media, dissipating objects and their characteristics, characteristics of electromagnetic radiation scattered by a chaotic phase screen, features of the use of polarimetric measurements for remote sensing of objects, characteristics of electromagnetic radiation scattered by a dispersed medium are considered.

The polarization effects in the scattering of coherent radiation, the model of the formation of spot structures in the scattering of coherent radiation, the use of the model of chaotic amplitude-phase screens for the analysis of the characteristics of light by the scattered turbulent atmosphere, and the angular dependences of the polarization of scattered radiation are considered.

Experimental studies of the statistical and polarization parameters of diffusers, the study of diffuse surfaces by means of analysis of the speckle structure of scattered radiation, experimental support of studies, experimental Muller matrix of rough surface have been carried out. The method of finding stokes parameters is developed, the analysis of the received experimental data is carried out. But the startup project has developed a stochastic polarimeter for finding surface roughness.

ЗМІСТ

СПИСОК СКОРОЧЕНЬ.....	4
ВСТУП	5
РОЗДІЛ 1. ХАРАКТЕРИСТИКИ КОГЕРЕНТНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ, ЩО РОЗСІЯНЕ ВИПАДКОВИМИ НЕОДНОРІДНИМИ СЕРЕДОВИЩАМИ	14
1.1. Розсіюючі об'єкти і їх характеристики.....	16
1.2. Характеристики електромагнітного випромінювання розсіяного хаотичним фазовим екраном	23
1.2.1. Неперервний підхід	24
1.2.2. Метод мікроповерхонь	27
1.3. Особливості використання поляриметричних вимірювань для дистанційного зондування об'єктів	32
1.4. Характеристики електромагнітного випромінювання розсіяного дисперсним середовищем	36
1.4.1. Розсіювання світла малими частинками	37
1.4.2. Розсіювання світла в рамках теорії Мі	39
Висновки до розділу 1	42
РОЗДІЛ 2. ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЕФЕКТИ ПРИ РОЗСІЯННІ КОГЕРЕНТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	43
2.1. Модель утворення плямових структур при розсіянні когерентного випромінювання	44

2.2. Використання моделі хаотичних амплітудно–фазових екранів для аналізу характеристик світла розсіяного турбулентною атмосферою	49
2.3. Кутові залежності поляризації розсіяного випромінювання.....	55
2.4. Багаторазове розсіювання	59
2.4.1. Розсіювання світла в системі з багат шаровим покриттям.....	59
2.4.2. Розсіювання світла в оптичному хвилеводі	62
2.4.3. Послідовне розсіювання світла у відкритому резонаторі	64
Висновки до розділу 2	68
РОЗДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ СТАТИСТИЧНИХ ТА ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ПАРАМЕТРІВ ДИФУЗОРІВ	69
3.1. Дослідження дифузних поверхонь за допомогою аналізу спекл–структури розсіяного випромінювання	70
3.1.1. Особливості формування спекл–структур при розсіюванні когерентної хвилі дифузним прошарком кінцевої товщини.....	70
3.1.2. Залежність контрасту спеклів від характеристик поверхні.....	71
3.1.3. Порушення просторової когерентності при багаторазовому розсіюванні	73
3.2. Експериментальне забезпечення досліджень.....	75
3.3. Експериментальна матриця Мюллера шорсткої поверхні. Тестові вимірювання на еталонних дифузорах.	78
Висновки до розділу 3	87

РОЗДІЛ 4. СТОКСПОЛЯРИМЕТРИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ОПТИКО-ГЕОМЕТРИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ШОРСТКИХ ПОВЕРХОНЬ... 88

4.1. Теорія розсіювання випромінювання шорсткою поверхнею.....88

4.2.Результати експериментальних досліджень зміни стану вектора Стокса при взаємодії випромінювання з шорсткою поверхнею.....92

4.3. Дослідження якості ахроматичних фазових пластинок.97

Висновки до розділу 4101

РОЗДІЛ 5 РОЗРОБЛЕННЯ СТАРТАП-ПРОЕКТУ «Поляриметр стокса для знаходження шорсткості поверхонь».....102

5.1 Опис ідеї проекту.....102

5.2 Технологічний аудит ідеї проекту.....103

5.3 Аналіз ринкових можливостей запуску стартап-проекту.....104

5.4 Розроблення ринкової стратегії проекту.....112

5.5 Розроблення маркетингової програми стартап-проекту.....114

Висновки до розділу 5.....118

ВИСНОВКИ118

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ118

ДОДАТКИ118

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, СКОРОЧЕНЬ

ХФЕ – хаотичний фазовий екран

ХАФЕ – хаотичний анізотропний фазовий екран

ФРТ – функція розсіювання точки

ІС – інформаційна система

p – ступінь поляризації

σ – дисперсія (середньоквадратичне відхилення)

r_K – радіус кореляції

Ψ_K – кореляційна функція

ВСТУП

Актуальність теми.

В багатьох задачах поширення і розсіювання хвиль середовище, в якому проходить хвиля, можна розглядати як детерміноване або як випадкове [1]. З використанням детермінованих середовищ проведено багато досліджень, до яких відносяться, наприклад, теорія антен різного вигляду, теорія дифракції, направлені хвилі. На відміну від детермінованих більшість природних і біологічних об'єктів випадково змінюються як у часі, так і у просторі [2]. Поширення хвиль в них супроводжується випадковими змінами амплітуди і фази, тому їх опис повинен проводитись на мові випадкових змінних і розподілів ймовірності (тобто вони потребують застосування статистичних методів).

Випадкові середовища, в залежності від типу розсіювачів, умовно можна розбити на три групи: випадкові хмари дискретних розсіювачів, дифузні поверхні і випадкові суцільні середовища [1].

Випадкові хмари дискретних розсіювачів представляють собою випадковий розподіл деякої множини частинок в просторі. Прикладами можуть виступити такі об'єкти дослідження як дощ, туман, смог, суспензії в рідинах, молекули. Аналіз поширення і розсіювання хвиль в таких системах може бути проведений в два етапи: спочатку розглядають явища взаємодії (які можуть впливати на фазові та амплітудні характеристики) хвилі з однією частинкою, а потім, переходять до розгляду характеристик хвилі за наявності великої кількості таких розсіювачів. При розсіюванні хвиль на розріджених випадкових розсіювачах для пояснення фундаментальних понять теорії флуктуацій хвиль використовується модель одноразового розсіювання з її наближеннями, що дозволяють уникнути значних математичних ускладнень, при описі процесів розсіювання [1].

Дифузні поверхні являють собою границю переходу двох середовищ з випадково розподіленими висотами профілю. У якості таких поверхонь

можуть виступати границі: повітря–земля, повітря–вода та всі інші межі поділу середовищ (наприклад шорсткі металічні поверхні), і в залежності від співвідношення “довжина хвилі – характерні розміри неоднорідностей” поширення хвилі крізь ці межі можна розглядати як розсіювання на слабкому чи сильному дифузорі. На даний момент існує багато публікацій присвячених процесам розсіювання електромагнітної хвилі такими поверхнями.

Термін „випадкові суцільні середовища” визначає середовище, в якому показник заломлення змінюється випадково в часі та просторі вздовж усього об’єкту. Іоносферна турбулентність, турбулентність в рідинах, випадкові неоднорідності в багат шарових покриттях, біологічні об’єкти можуть слугувати прикладами таких середовищ. Опис таких середовищ вже не можна проводити в рамках моделі одноразового розсіювання, і тому задача визначення характеристик розсіяного випромінювання набуває якісно нового характеру, оскільки коефіцієнти відповідних стохастичних рівнянь, що описують процес взаємодії хвилі з середовищем, є випадковими полями [6]. Як правило, такі рівняння не мають аналітичних розв’язків і досить складні для чисельного аналізу. Тому видається доцільним пошук порівняно простих моделей, адекватних в певному наближенні процесу поширення хвилі у випадковому середовищі з багаторазовим розсіюванням.

Різноманітність розсіюючих об’єктів, відсутність, у той же час, уніфікованого підходу до їх опису і опису взаємодії електромагнітного випромінювання з цими стохастичними середовищами потребує їх класифікації для вибору відповідної моделі і визначає актуальність теми. На даний момент користуються моделлю фазових екранів [7–9] чи моделлю поширення електромагнітного випромінювання у шаруватих середовищах.

Метод фазового екрану добре відомий у скалярному наближенні задачі дифракції, в тому числі, наприклад, і при розповсюдженні хвилі в турбулентній атмосфері. Але при певних обмеженнях він може бути придатним і для задачі багаторазового розсіювання, при якому процес

поширення хвилі розглядається як її проходження через послідовність фазових екранів з відповідними статистичними властивостями. Вибір тих чи інших фазових співвідношень обумовлюється фізичними особливостями механізмів розсіювання [10].

Інша модель, яка безпосередньо відповідає поширенню хвилі в шаруватому діелектричному середовищі, є послідовне її заломлення на кожній границі розділення шарів з урахуванням випадкових граничних умов. При цьому кожна границя моделюється сукупністю елементів площини, що просторово розподілені за певним статистичним законом. Фізичні явища, які мають при цьому місце, можна характеризувати коефіцієнтами відбиття та пропускання Френеля на кожному елементі границі. Вони і дають уявлення про векторну структуру поля, яке створюється цією хвилею.

З практичної точки зору для опису стохастичних середовищ не достатньо знати лише розподіли інтенсивності, в зв'язку з наявністю шуму в приймальних каналах. Поляризаційні вимірювання вимірюють відносні зміни інтенсивності і не будуть залежати від шумів приймального каналу [11]. Крім того, поляризація є більш чутливою до зміни характеристик розсіюючих середовищ [2], оскільки при переході границь поділу середовищ з різними показниками заломлення відбуваються зміни в напрямках хвильових векторів.

РОЗДІЛ 1.

ХАРАКТЕРИСТИКИ КОГЕРЕНТНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ, ЩО РОЗСІЯНЕ ВИПАДКОВИМИ НЕОДНОРІДНИМИ СЕРЕДОВИЩАМИ

Проблема поширення і розсіювання хвиль атмосферою, океаном та біологічними середовищами останнім часом набуває великого значення, особливо в таких галузях науки і техніки як зв'язок, дистанційне зондування і виявлення (радіолокація). Характеристики вказаних середовищ зазнають випадкові зміни у просторі і часі, в результаті чого амплітуди та фази хвилі, що розповсюджується таким середовищем, також випадково змінюють свої значення. Під час розгляду питань зв'язку дослідники стикаються не тільки з амплітудно-фазовими спотвореннями хвиль, що поширюються турбулентною атмосферою чи океаном, а й з такими поняттями, як довжина і час когерентності хвиль в середовищі.

Випадковий характер самих явищ потребує статистичного аналізування і проведення моделювання процесів, оперуючи статистичними величинами. В цьому розділі викладені основні методи статистичного опису стохастичних середовищ і поверхонь, та методи опису стану електромагнітного випромінювання і його взаємодії зі стохастичними середовищами.

Очевидно, що головний внесок в прояв статистичних властивостей розсіяного випромінювання вносять статистично неоднорідні об'єкти, властивості яких визначаються мікроскопічними неоднорідностями рельєфу поверхні або флуктуаціями оптичної густини об'єкту і не залежать від його макроскопічних властивостей. Параграф 1.1 присвячено опису об'єктів з точки зору прояву їх статистичної природи. Наприклад шорсткість поверхні обумовлюється випадковістю нерівностей або відхиленнями висот профілю

від середнього рівню, а турбулентність атмосфери – випадковістю показника заломлення.

В параграфах 1.2 і 1.4 розглядаються теорія одноразового розсіяння хаотичними фазовими екранами і дисперсними середовищами, з врахуванням теорії переносу. Теорія одноразового розсіяння може використовуватись при описі розсіяння хвиль в розріджених хмарах розсіювачів або шорсткими поверхнями з порівняно „невеликими” неоднорідностями.

При описі процесів розсіяння когерентного випромінювання лише фотометричних вимірювань виявляється недостатньо для коректного опису всіх процесів, що проходять під час взаємодії хвилі з статистично неоднорідними об'єктами. Доповнення бази фотометричних вимірювань дослідженнями стану поляризації розсіяного випромінювання дозволяє виявити втрати просторової кореляції, що уточнює опис явищ розсіяння на випадково неоднорідних середовищах і поширенні крізь оптичні канали з флуктуаціями показника заломлення. Отже, параграф 1.4 присвячений саме визначенню поляризаційних характеристик розсіяного випромінювання.

1.1. Розсіюючі об'єкти і їх характеристики

Оптична діагностика поверхонь пов'язана з визначенням взаємозв'язку між характеристиками світла і характеристиками детермінованого об'єкту. У випадку не детермінованого об'єкту (з випадково розподіленими параметрами) розсіююче середовище і оптичне випромінювання не може бути описане за допомогою аналітичних функцій. Моделі, що описують явище взаємодії електромагнітного випромінювання зі стохастичними середовищами, повинні враховувати внесення елементів випадковості, які є істотними на кожному етапі оптичної задачі, що розглядається (випромінювання світла, його передачу, формування зображення та його реєстрацію). Це призводить до використання статистичного опису не тільки характеристик поверхні, а й в свою чергу обумовлює випадковий характер розподілу оптичного випромінювання, що взаємодіяло з такою поверхнею [1].

На **Рис. 1.1** зображено профіль шорсткої поверхні.

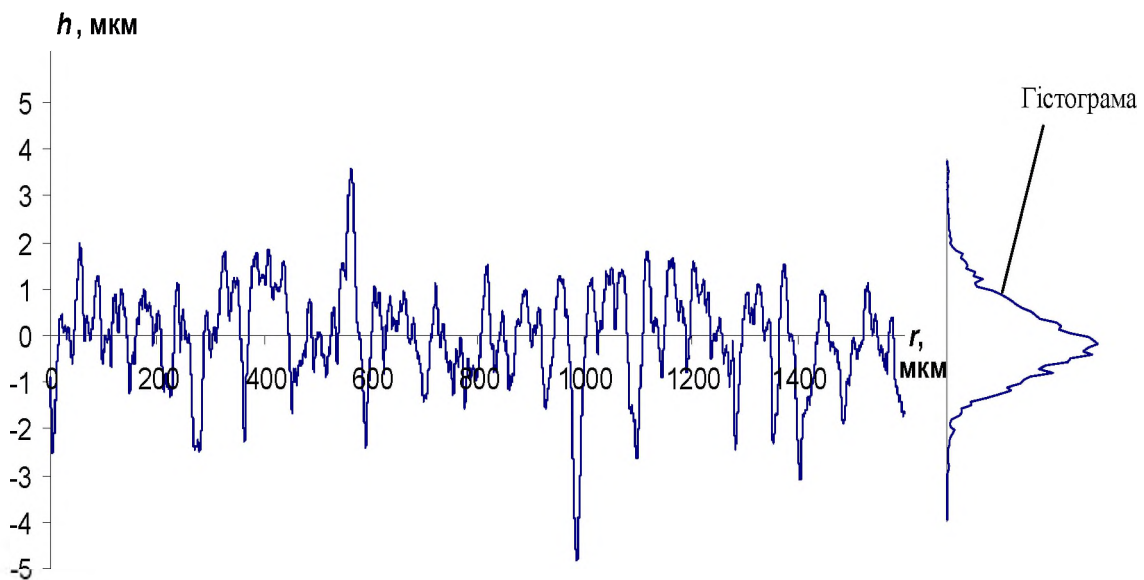


Рис. 1.1. Схематичне зображення профілю шорсткої поверхні та її гістограма.

Користуючись апаратом статистичної фізики для реальних об'єктів зазвичай визначаються деякі стандартні величини. Профіль вимірюється відносно середнього значення (в даному випадку середнє значення вибирається рівним нулеві, оскільки вибір середнього значення не призводить до якісних змін характеристик поверхні [1]):

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_i = 0, \quad (1.1)$$

де h_i – дискретний розподіл вимірів висот профілю поверхні, N – кількість вимірів висоти по осі r . Знаючи розподіл висот профілю поверхні можна визначити моменти будь-яких порядків [18, 19]:

$$\langle h^m \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_i^m}. \quad (1.2)$$

Таким чином визначені моменти є центральними лише у випадку нульового середнього. Однією з найважливіших характеристик шорсткої поверхні є середньоквадратичне відхилення нерівностей σ_h (дисперсія нерівностей) – це другий центральний момент, що визначається як:

$$\sigma_h = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_i^2}. \quad (1.3)$$

На відміну від дисперсії, що часто використовується для опису випадкових поверхонь [20], вводиться середнє арифметичне відхилення нерівностей R_a :

$$R_a = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |h_i|. \quad (1.4)$$

Додаткову інформацію про поверхню можна отримати аналізуючи функцію розподілу [20]. Розподіл нерівностей – це гістограма, що показує

розподіл відхилень нерівностей від вибраного середнього рівня. Приклади гістограм для різних типів поверхонь наведені на **Рис. 1.2**.

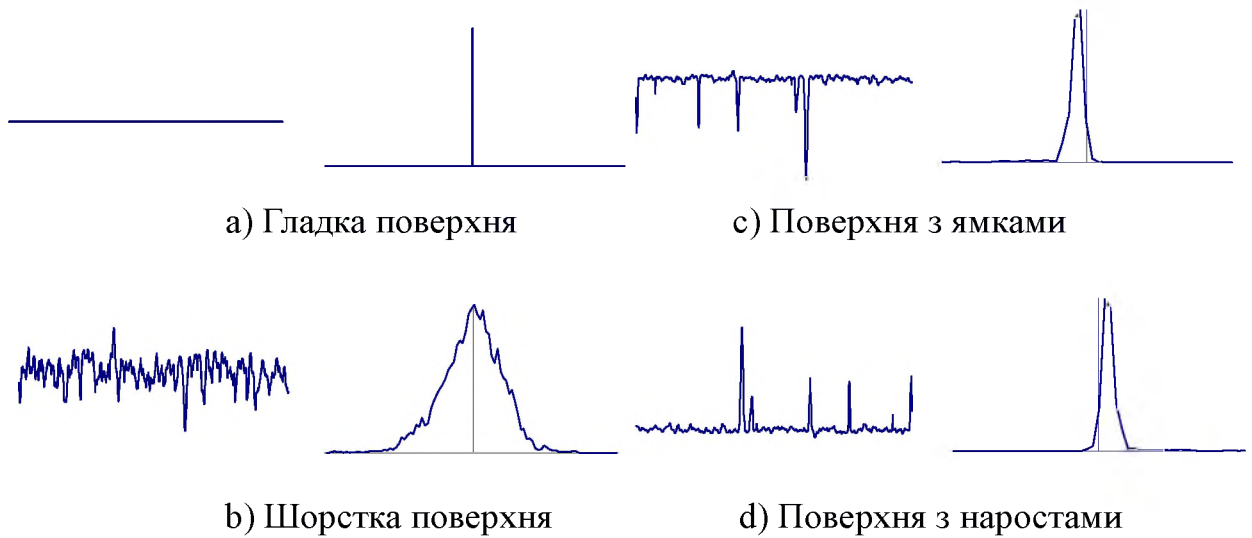


Рис. 1.2. Розподіл висот профілю та гістограми для гладкої та шорстких поверхонь.

Гістограма дає можливість виміряти такі важливі характеристики поверхні, як асиметрія і ексцес розподілу висот профілю відносно середнього значення. Наприклад, якщо на поверхні є декілька глибоких подряпин (порівняно з середнім значенням рельєфу поверхні) – то профіль буде мати велику асиметрію. Ексцес – це величина, що вказує на міру гостроти функції розподілу висот профілю: чим рівніше буде поверхня, тим гостріше буде функція розподілу. Для повністю гладкої поверхні ексцес буде схожим на дельта-функцію.

Асиметрія розподілів що показана на **Рис. 1.2** математично може бути визначена як:

$$K_s = \frac{1}{\sigma_h^3} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_i^3 . \quad (1.5)$$

Знак асиметрії покаже, що в профілі переважають позитивні чи негативні відхилення від середнього значення рельєфу поверхні. Такі

розподіли асиметрії нерівностей показано на **Рис. 1.2** для випадку різних поверхонь. Ексцес визначається як [19, 20]:

$$K_K = \frac{1}{\sigma_h^4} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_i^4, \quad (1.6)$$

який є параметром шорсткості поверхні і його величина обернено пропорційна розподілу нерівностей поверхні. Крім того, для опису поверхні використовують також кореляційну функцію. Для поверхні з дискретними вимірами висот профілю кореляційна функція аналітично задається виразом [18, 19]:

$$\Psi_K(l) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N-l} h_i h_{i-l} \quad l = 0, 1, 2, \dots, N-1. \quad (1.7)$$

Кореляційна функція нормована на перший член ($\Psi(l) = \Psi_K(l) / \sigma^2$) називається – автокореляційною. Приклад автокореляційної функції показаний на **Рис. 1.3**. За допомогою автокореляційної функції визначається довжина кореляції на рівні $1/e$ від максимуму. Довжина кореляції завжди задається числом і однозначно визначається з експериментальних даних. Бувають ситуації, для яких визначена з експериментальних даних довжина кореляції відрізняється від реальної [21]. Коли довжина об'єкту менша за радіус кореляції, в такому випадку розрахований радіус кореляції буде меншим за реальний [21], і називається „недовизначеним” [22].

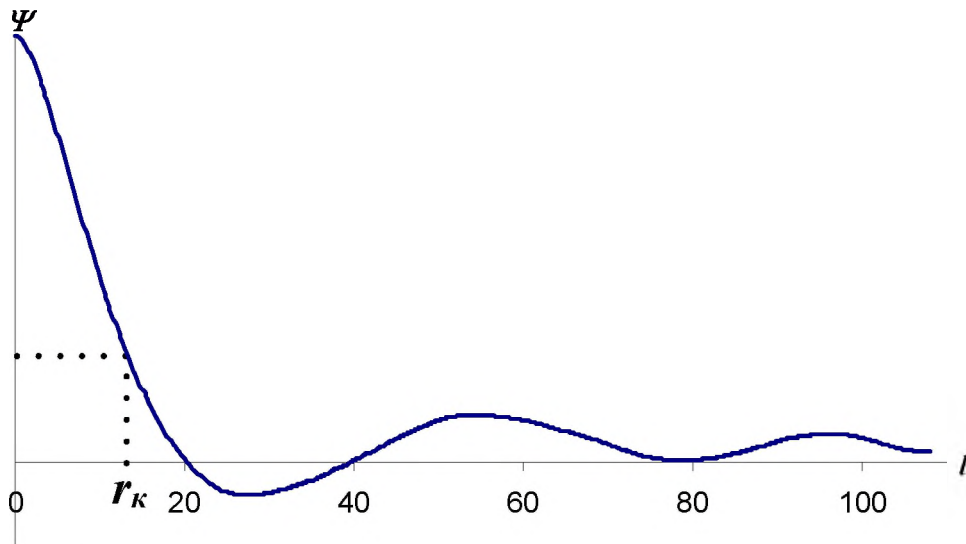


Рис. 1.3. Автокореляційна функція профілю поверхні.

Дифузна поверхня буде ізотропною, якщо полірування поверхні відбувалось у всіх напрямках. Під ізотропністю розуміється те, що розподіл висот однаковий в будь-якому напрямку і не існує напрямку вибіркової орієнтації нерівностей. Під випадковістю профілю поверхні розуміється той факт, що розподіл висот є випадковою функцією амплітуди, періоду і орієнтації нерівностей [23].

На відміну від шорстких поверхонь такі об'єкти, як дощ, туман, дим, аерозолі та інші складаються з випадково розподілених дискретних розсіюючих частинок. Розміри та розподіл частинок задаються їх ефективним діаметром a_i та середньою відстанню між окремими частинками d_{ij} (див. **Рис. 1.4**) [6]. Ефективний діаметр частинок, поверхня яких відрізняється від сферичної, може бути розрахований користуючись припущенням гравітаційної взаємодії між частинками та прискоренням вільного падіння. Точно визначити діаметри та розподіл частинок в просторі нажаль неможливо, тому для опису таких об'єктів використовують статистичний аналіз, що дозволяє описати всі нерегулярності розподілу частинок в просторі. Числове значення середнього розміру частинки визначається, як геометричне середнє [1, 24]:

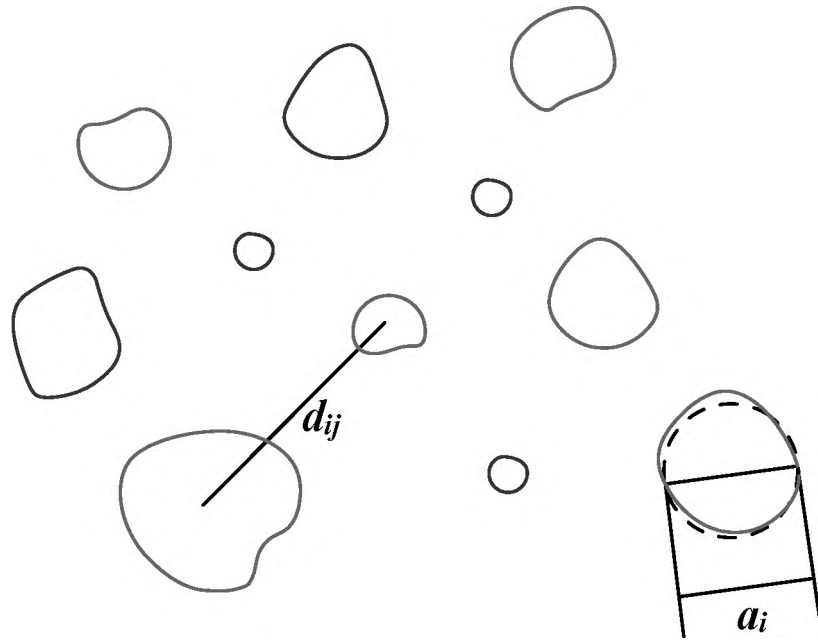


Рис. 1.4. Випадковий розподіл частинок в просторі.

$$\langle a_g \rangle = \left(\prod_i a_i \right)^{1/N}, \quad (1.8)$$

арифметичне середнє [1, 24]:

$$\langle a_a \rangle = \frac{1}{N} \sum_i a_i, \quad (1.9)$$

чи гармонічне середнє [24]:

$$\langle a_h \rangle = \left(\frac{1}{N} \sum_i \frac{1}{a_i} \right)^{-1}, \quad (1.10)$$

де N – кількість розсіюючих центрів, що мають бути враховані при усередненні; a – їх діаметр [24].

Насправді розміри частинок дуже відрізняються, а тому важливо знати густину розподілу частинок за їх розмірами, що є статистичною характеристикою випадкового процесу, в якому наявність частинки певного

розміру визначається флуктуаціями концентрації. Нехай $n(a)da$ – кількість частинок, розміри яких лежать в межах від a до $a + da$. Повна кількість частинок в заданому просторі (що також називається густиною розподілу концентрації) може бути записана виразом:

$$C = \int_0^{\infty} n(a)da. \quad (1.11)$$

Також визначимо густину розподілу частинок з різними діаметрами:

$$w(a) = \frac{n(a)}{C}; \quad \int_0^{\infty} w(a)da = 1. \quad (1.12)$$

Використовуючи густину розподілу розраховується середнє і дисперсія:

$$\langle a \rangle = \int_0^{\infty} aw(a)da; \quad \sigma^2 = \int_0^{\infty} (a - \langle a \rangle)^2 w(a)da. \quad (1.13)$$

Як показано в [25] густина розподілу частинок по об'єму відповідає добре відомому закону Пуассона, який застосовують для опису імпульсних випадкових процесів, коли форма імпульсу відома, а момент його появи є випадковим і змінюється від реалізації до реалізації. На відміну від раніше означених розсіюючих (шорстких) поверхонь, для яких розподіл нерівностей визначається гаусівським законом, потрібно враховувати скінченні розміри частинок та їх дискретний характер розподілу.

1.2. Характеристики електромагнітного випромінювання розсіяного хаотичним фазовим екраном

Хаотичні фазові екрани є системами, в яких фаза електромагнітного випромінювання, що падає на екран, запізнюється на випадкову величину, яка змінюється в залежності від положення на площині цього екрана. Спостерігалось, що шорсткі поверхні також ведуть себе як ХФЕ [20, 26, 27].

Коли світловий пучок з високою когерентністю відбивається або пропускається оптично шорсткою поверхнею, отримуємо картину хаотичної інтенсивності, або спекл-картину. Спираючись на центральну граничну теорему статистика розсіяного поля буде гаусівською, якщо поле є результатом когерентного додавання багатьох компонент з незалежними випадковими фазами. Перші два моменти амплітуди або інтенсивності визначають всі кореляції поля вищого порядку. Для поверхні з одним шаром шорсткості функція просторової кореляції пропорційна перетворенню Фур'є від області, що освітлюється, яку спроектовано за напрямком спостереження [28]. З цієї причини просторово-когерентні характеристики спекл-картини не передають значної інформації в гаусівському наближенні. Таким чином, стає очевидним, що умова негаусовості статистики повинна призводити до найбільш цікавих експериментальних результатів, які враховують властивості ХФЕ.

Існують два підходи до задачі визначення статистик світла розсіяного ХФЕ: неперервний підхід, який застосовується для аналізу статистичних характеристик розсіяного світла низького порядку; і підхід з використанням мікроповерхонь, який засновується на представленні екрана сукупністю окремих розсіювачів. В рамках останньої моделі можливо отримати характеристичний функціонал розсіяного поля, який вміщує повну статистичну інформацію.

1.2.1. Неперервний підхід

Нехай $h(\vec{\rho})$ – випадковий розподіл висот шорсткої поверхні в площині OXY (див. **Рис. 1.5**), що освітлюється плоскою монохроматичною хвилею з хвильовим вектором \vec{k}_0 . Згідно з (1.1) покладемо, що $\langle h(\vec{\rho}) \rangle = 0$ та всі неоднорідності менше довжини хвилі λ . Співвідношення величини неоднорідностей задається виразом:

$$\langle (\nabla_{\perp} h)^2 \rangle \approx \frac{\sigma^2}{r_K^2} \ll 1, \quad (1.14)$$

де $\sigma^2 \equiv \langle h^2 \rangle$ – дисперсія неоднорідностей поверхні, а r_K – радіус кореляції неоднорідностей. Термін “малі неоднорідності” означає, що центральний момент порядку m менший ніж довжина хвилі ($\langle h^m \rangle \ll \lambda^m$).

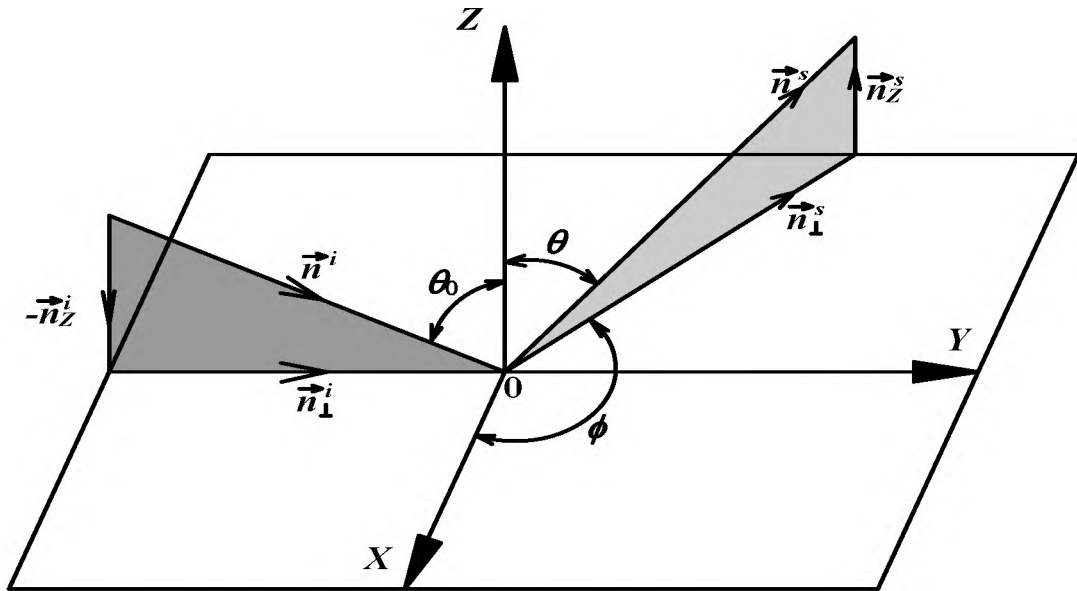


Рис. 1.5. Геометрія розсіювання: неперервна модель. Координата ρ – в площині розсіювання, r – в площині спостереження.

Поле $E(\vec{r})$ у вибраній точці в дальній зоні визначається:

$$E(\vec{r}) = -2\pi i k A(\vec{n}_\perp^s) \frac{\exp(i\vec{k}\vec{r})}{r} \cos\theta, \quad (1.15)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

де $A(\vec{n}_\perp^s)$ – кутовий розподіл $E(\vec{r})$. Кутовий розподіл у випадку плоскої хвилі визначається виразом:

$$A(\vec{n}_\perp^s) = -\frac{F}{(2\pi)^2} \int_S \exp[-ik(\vec{n}_\perp^s - \vec{n}_\perp^i)\vec{\rho}] \exp[-ik(\vec{n}_\perp^s + \vec{n}_\perp^i)h(\vec{\rho})] d^2\rho, \quad (1.16)$$

інтегрування ведеться по освітленій області S [28]. Геометричний фактор F задається виразом:

$$F = \frac{1 + \cos\theta_0 \cos\theta - \sin\theta \sin\theta_0}{\cos\theta(\cos\theta_0 + \cos\theta)}. \quad (1.17)$$

При нормальному падінні $\theta_0 = 0$ геометричний фактор визначається, як:

$$F = \frac{1}{\cos\theta}. \quad (1.18)$$

Рівняння (1.14)–(1.18) визначають відбиту хвилю $E(\vec{r})$ у дальній зоні.

Середня інтенсивність у напрямку \vec{n}^s :

$$\langle I(\vec{n}^s) \rangle = r^2 \langle |E(\vec{r})|^2 \rangle. \quad (1.19)$$

В (1.19) розраховується середня інтенсивність на апертурі. Використовуючи співвідношення (1.15), (1.16), (1.18) і (1.19) знайдемо розподіл інтенсивності розсіяного випромінювання:

$$\langle I(\vec{n}^s) \rangle = \frac{k^2}{(2\pi)^2} \iint_S e^{-ik\vec{n}_\perp^s(\vec{\rho}-\vec{\rho}')} e^{-ik(|\vec{n}_\perp^s|+1)(h(\vec{\rho})-h(\vec{\rho}'))} d^2\rho d^2\rho'. \quad (1.20)$$

Введемо позначення $\vec{\rho} - \vec{\rho}' = \vec{\delta}$, тоді вираз (1.20) перетворюється:

$$\langle I(\vec{n}^s) \rangle = \frac{k^2}{(2\pi)^2} \int_S e^{-ik\vec{n}_\perp^s \vec{\delta}} \Psi(\vec{\delta}, \vec{n}_\perp^s) d^2 \delta, \quad (1.21)$$

де кореляція нерівностей поверхні $\Psi(\vec{\delta}, \vec{n}_\perp^s)$ задається наступним чином:

$$\Psi(\vec{\delta}, \vec{n}_\perp^s) = \int_S e^{-ik(|\vec{n}_Z^s|+1)(h(\vec{\rho})-h(\vec{\rho}+\vec{\delta}))} d^2 \rho = \int_S \psi(\vec{\rho}, \vec{\delta}, \vec{n}_\perp^s) d^2 \rho, \quad (1.22)$$

в (1.22) зроблено позначення:

$$\psi(\vec{\rho}, \vec{\delta}, \vec{n}_\perp^s) = e^{-ik(|\vec{n}_Z^s|+1)(h(\vec{\rho})-h(\vec{\rho}+\vec{\delta}))}. \quad (1.23)$$

Вирази (1.21)–(1.23) задають розподіл інтенсивності розсіяного випромінювання. При $\vec{n}_\perp^s \ll \vec{n}_Z^s$ розсіювання іде в напрямку нормалі:

$$\vec{n}_Z^s \approx \vec{n}_Z^i, \quad (1.24)$$

тоді $k(\vec{n}_Z^i + \vec{n}_Z^s)h(\vec{\rho}) \approx 2k\vec{n}_Z^i h(\vec{\rho})$ і $\psi(\vec{\rho}, \vec{\delta}, \vec{n}_\perp^s)$ перестає залежати від θ .

$$\psi(\vec{\rho}, \vec{\delta}) = \exp\{-2ik[h(\vec{\rho}) - h(\vec{\rho} + \vec{\delta})]\}. \quad (1.25)$$

Нехай розподіл неоднорідностей є гаусівським а поверхня – ізотропна, тоді кореляція нерівностей поверхні буде задаватись виразом [29]:

$$\Psi(\vec{\delta}, \vec{n}_\perp^s) = S \exp\{-g[1 - \Psi_h(\vec{\delta})]\}. \quad (1.26)$$

де $\Psi_h(\vec{\delta})$ – кореляційна функція $h(\vec{\rho})$, а $g = k^2 \sigma_h^2 (1 + \cos \theta)^2$. В (1.26) σ_h дисперсія висот розсіюючого середовища. Тепер, розкладаючи експоненту у

виразі (1.26) і беручи до уваги, що $\Psi_h(\vec{\delta}) \ll \max\{h\}/\lambda$, (1.21) записується у вигляді:

$$\langle I(\theta) \rangle = \frac{k^2}{2\pi} S e^{-g} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{g^m}{m!} \int_0^{\infty} \delta J_0(k\delta \sin \theta) [\Psi_h(\delta)]^m d\delta, \quad (1.27)$$

де $J_0(k\delta \sin \theta)$ – функція Бесселя нульового порядку. Аналізуючи вираз (1.27) можна зробити висновки щодо складності оберненої задачі, тобто визначення характеристик поверхні з розподілу інтенсивності розсіяного випромінювання не є тривіальним.

Отже, для слабо шорсткої поверхні ($\sigma_h \ll \lambda$), можна обмежитись першими двома моментами (1.3) і отримати:

$$\langle I(\theta) \rangle = \frac{S}{2\pi} k^4 \sigma^2 (1 + \cos \theta)^2 \int_0^{\infty} \delta J_0(k\delta \sin \theta) \Psi_h(\delta) d\delta, \quad (1.28)$$

тобто обернена задача визначення характеристик розсіючої поверхні (в даному випадку кореляційної функції) має єдиний розв'язок:

$$\Psi_{K_h}(\delta) = \frac{2\pi}{k^4 \sigma^2 S} \int_0^1 n_{\perp}^s J_0(k\delta n_{\perp}^s) \frac{\langle I(n_{\perp}^s) \rangle}{\left[1 + \sqrt{1 - (n_{\perp}^s)^2}\right]^2} dn_{\perp}^s, \quad (1.29)$$

Нажаль такий підхід не розрізняє s - і p -компоненти вектора напруженості електричного поля. Це в свою чергу призводить до відсутності деполяризованої компоненти.

1.2.2. Метод мікроповерхонь

Рівняння (1.28) і (1.29) є первинними для обчислення двоточкових амплітудних кореляцій. Нажаль, труднощі обчислення статистичних властивостей вищого порядку суттєво зростають. Модель мікроповерхонь

дещо поліпшує це становище, і тому вона використовувалась багатьма авторами [30–32]. При цьому припускається, що:

- поверхня дифузора розглядається як сукупність незалежних елементарних розсіювачів, а результуюче поле – як сума парціальних хвиль, які дифрагують на цих розсіювачах (див. **Рис. 1.6**);
- розмір освітленої площі дифузора S значно більший за радіус кореляції неоднорідностей, тобто число розсіювачів достатньо велике.

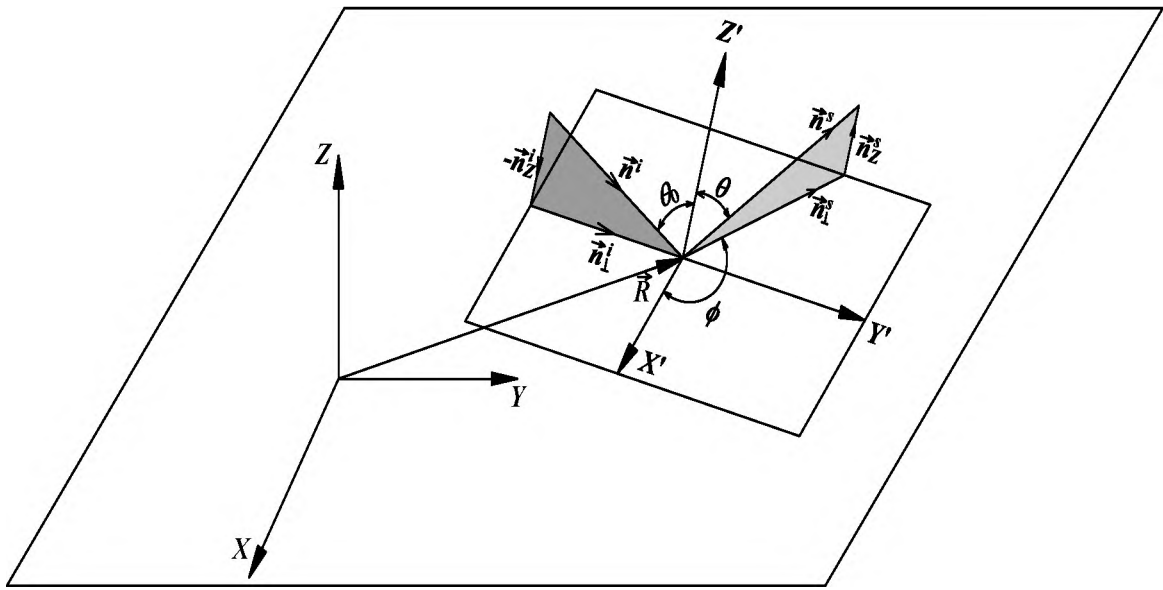


Рис. 1.6. Геометрія розсіювання: модель мікроповерхонь.

Розподіл інтенсивності записується у вигляді:

$$\langle I(\theta, \phi) \rangle = \langle I^\perp(\theta, \phi) \rangle + \langle I^\parallel(\theta, \phi) \rangle, \quad (1.30)$$

де $\langle I^\perp(\theta, \phi) \rangle$ і $\langle I^\parallel(\theta, \phi) \rangle$ – це інтенсивності s - і p -поляризацій розсіяної хвилі, які для нормального падіння визначаються виразами:

$$\langle I^\perp(\theta) \rangle = \frac{2S}{\pi} k^4 \sigma^2 \frac{(E_x \sin \phi - E_y \cos \phi)^2}{E_x^2 + E_y^2} \cos^2 \theta \int_0^\infty \delta J_0(k\delta \sin \theta) \Psi_h(\delta) d\delta, \quad (1.31)$$

$$\langle I \parallel(\theta) \rangle = \frac{2S}{\pi} k^4 \sigma^2 \frac{(E_x \sin \phi - E_y \cos \phi)^2}{E_x^2 + E_y^2} \int_0^\infty \delta J_0(k\delta \sin \theta) \Psi_h(\delta) d\delta, \quad (1.32)$$

де E_x і E_y – компоненти вектора напруженості електричного поля. З виразів (1.30)–(1.32) видно, при нормальному падінні, розсіяне випромінювання в площині, що задається вектором n_\perp^s – задається виразом схожим на (1.28).

Якщо вхідне випромінювання неполяризоване, то потрібно проводити усереднення для всіх напрямків вектора напруженості електричного поля. Нехай α (див. **Рис. 1.6**) це кут між віссю OX і напрямком вектора напруженості \vec{E} (зазвичай вектор \vec{E} розташований в площині OXY), тоді:

$$\begin{cases} E_x = E \cos \alpha \\ E_y = E \sin \alpha \end{cases} \quad (1.33)$$

Але оскільки потрібно проводити усереднення:

$$\begin{aligned} \langle \cos^2 \alpha \rangle &= \langle \sin^2 \alpha \rangle = \frac{1}{2}, \\ \langle \cos \alpha \sin \alpha \rangle &= 0 \end{aligned} \quad (1.34)$$

для неполяризованого випромінювання вираз (1.30) приймає форму:

$$\langle I(\theta) \rangle = \frac{2S}{\pi} k^4 \sigma^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \int_0^\infty \delta J_0(k\delta \sin \theta) \Psi_h(\delta) d\delta. \quad (1.35)$$

Співвідношення (1.35), в розумінні радіальної інтенсивності, відрізняється від аналогічного у випадку неперервного підходу (1.28). Коли

$0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ можна зробити спрощення: $\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \approx \cos \theta$, тоді вираз (1.35)

записується у наступному вигляді:

$$\langle I(\theta) \rangle = \frac{2S}{\pi} k^4 \sigma^2 \cos \theta \int_0^\infty \delta J_0(k\delta \sin \theta) \Psi_h(\delta) d\delta. \quad (1.36)$$

і обернена задача матиме такий розв'язок:

$$\Psi_h(\delta) = \frac{\pi}{2k^4 \sigma^2 S} \int_0^1 n_\perp^s J_0(k\delta n_\perp^s) \frac{\langle I(n_\perp^s) \rangle}{2 - (n_\perp^s)^2} dn_\perp^s. \quad (1.37)$$

Головним недоліком наближень, що використані в цій моделі, є те, що вони не описують область флуктуацій рельєфу $\sigma_\phi \sim 1$ (розміри неоднорідностей порядку або менше довжини хвилі), яка є найбільш цікавою для задач метрології.

Підсумовуючи наведений підхід до моделі дифракції на випадковому розсіючому об'єкті, яка приводить до розв'язку оберненої задачі, можна вказати її основні властивості:

- об'єкт апроксимується фазовим екраном, заданим випадковим коефіцієнтом амплітудного пропускання або поглинання.
- пряма задача дифракції формулюється у термінах кореляційної функції флуктуацій поля в зоні Френеля.

Слід відмітити, що пряма задача у викладеній постановці розглядалася багатьма авторами (див. наприклад [33–35]), тоді як оберненим задачам такого типу приділялось значно менше уваги. Зауважимо також, що з точки зору статистичних характеристик об'єкту задачі останнього типу (зворотні) можуть бути сформульовані різним чином. З одного боку, в самій загальній постановці можна намагатися визначити повні статистичні властивості стохастичної поверхні (моменти вищих порядків) за даними про відповідні характеристики поля. Проблема такого типу є аналогом проблеми визначення статистики сигналу на вході лінійної інерційної системи за даними про статистику сигналу на її виході [36, 37]. Як правило, подібні задачі не мають розв'язку, за виключенням часткового випадку нормальних

флуктуацій поля [19, 38]. З іншого боку, задача може полягати у визначенні деякого обмеженого числа статистичних характеристик середовища, що розсіює – це формулювання повністю відповідає наведеному вище. В такій постановці задача є достатньо практичною, і єдиною її специфікою є порівняно складний характер імпульсної реакції лінійної оптичної системи, яка формує розсіяне поле, а також вплив неоднорідностей вже не на розподіл інтенсивності, а на розподіл компонент напруженості електричного поля.

1.3. Особливості використання поляриметричних вимірювань для дистанційного зондування об'єктів

Неруйнівні методи дослідження структури та властивостей складних об'єктів набули особливої актуальності у зв'язку з можливістю використання векторної природи електромагнітного випромінювання – поляризації. На відміну від традиційних методів дослідження об'єктів, використання вимірювань поляризації може бути здійснено з великою точністю і без збільшення інтенсивності зондуючого випромінювання до пошкоджуючих або навіть руйнуючих величин потужності [39].

Поляриметрия – це джерело додаткової інформації про фізичні властивості об'єктів. При цьому поляриметричні методи дослідження об'єктів мають, у багатьох випадках, суттєві переваги у порівнянні з іншими методами досліджень, а саме більшу перешкодозахищеність та інформаційність внаслідок незалежності поляризаційних характеристик від флуктуацій інтенсивності падаючого та розсіяного випромінювання [39]. Ступінь поляризації p , який згідно з [40] визначає міру поляризованої компоненти, задається наступним виразом:

$$p = \frac{I_{\text{пол}}}{I}, \quad (1.38)$$

де $I_{\text{пол}}$ – інтенсивність поляризованої компоненти, а I – загальна інтенсивність випромінювання. В електродинаміці вектор напруженості електричного поля описується у вигляді [41]:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x \cdot e^{i(\phi_x - 2\pi\nu t)} \\ E_y \cdot e^{i(\phi_y - 2\pi\nu t)} \end{bmatrix}, \quad (1.39)$$

де E_x, E_y – це амплітуди x - та y - компонент вектора напруженості електричного поля, відповідно, а ϕ_x, ϕ_y – їх початкові фази. Вектор (1.39) має назву вектора Максвелла або вектор Джонса [40].

Нехай запізнення y - компоненти електричного вектора відносно x - компоненти рівно Δ . Розглянемо інтенсивність $I(\theta, \Delta)$ світлових коливань в напрямку, що утворює кут θ з додатнім напрямком осі OX . Такі коливання можна виділити пропускаючи світло через відповідним чином орієнтований поляризатор. Компонента електричного вектору в цьому напрямку та інтенсивність будуть:

$$\begin{aligned} E(t; \theta, \Delta) &= E_x \cos \theta + E_y \cdot e^{i\Delta} \sin \theta \\ I(\theta, \Delta) &= \langle E(t; \Delta) E^*(t; \Delta) \rangle = \\ &= J_{xx} \cos^2 \theta + J_{yy} \sin^2 \theta + (J_{xy} e^{-i\Delta} + J_{yx} e^{i\Delta}) \cos \theta \sin \theta \end{aligned} \quad (1.40)$$

де J_{ij} – елементи матриці когерентності

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} \langle E_x(t) E_x^*(t) \rangle & \langle E_x(t) E_y^*(t) \rangle \\ \langle E_y(t) E_x^*(t) \rangle & \langle E_y(t) E_y^*(t) \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle E_x^2 \rangle & \langle E_x E_y \cdot e^{i\Delta} \rangle \\ \langle E_x E_y \cdot e^{-i\Delta} \rangle & \langle E_y^2 \rangle \end{pmatrix}. \quad (1.41)$$

Діагональні елементи матриці є інтенсивностями x - та y - компонент вектору електричного поля, а її слід – дорівнює повній інтенсивності:

$$\begin{aligned} I_x &= J_{xx} = \langle E_x E_x^* \rangle \\ I_y &= J_{yy} = \langle E_y E_y^* \rangle \\ \text{Sp} \mathbf{J} &= J_{xx} + J_{yy} = \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle \end{aligned} \quad (1.42)$$

Елементи матриці когерентності заданої хвилі визначаються за допомогою відносно простих експериментів. Це можна зробити різними способами [40]. Необхідно лише виміряти інтенсивність для кількох різних

значень θ (орієнтації поляризатора) і Δ (запізнення, що обумовлене компенсатором) та розв'язати відповідні співвідношення (1.40).

Таким чином ступінь поляризації буде визначатись наступним співвідношенням:

$$p = \sqrt{1 - \frac{4 \det \mathbf{J}}{\text{Sp}^2 \mathbf{J}}}, \quad (1.43)$$

де $\det \mathbf{J}$ – визначник матриці \mathbf{J} .

Стоксом був запропонований набір параметрів для опису поляризаційних характеристик електромагнітного випромінювання [41]:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle \\ \langle E_x E_x^* \rangle - \langle E_y E_y^* \rangle \\ \langle E_x \cdot E_y^* + E_y \cdot E_x^* \rangle \\ 2i \langle E_x \cdot E_y^* - E_y \cdot E_x^* \rangle \end{pmatrix}, \quad (1.44)$$

де $\langle \rangle$ – позначає статистичне усереднення.

Ці параметри мають розмірність інтенсивності, і можуть бути безпосередньо виміряні в експерименті. В загальному випадку електромагнітне випромінювання є частково поляризованим. Використовуючи вектор Стокса (1.44) величина ступеню поляризації випромінювання може бути записана як:

$$p = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}, \quad (1.45)$$

При взаємодії електромагнітного випромінювання з об'єктом відбувається перетворення вектору Стокса у вигляді:

$$\mathbf{S}_{vix} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{S}_{ex}. \quad (1.46)$$

Лінійна взаємодія (взаємодія світла з середовищем без зміни частоти випромінювання) поляризованого випромінювання описується матрицею Мюллера – матриця 4x4 з дійсними елементами [40]:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{bmatrix}, \quad (1.47)$$

а фізичним змістом елементів матриці Мюллера є виконання лінійного перетворення компонент зонduючого вектора Стокса у компоненти вихідного. В рамках матричного формалізму можуть бути описані довільні об'єкти, як детерміновані так і випадкові.

Для того щоб оцінити величину деполаризації випромінювання 1-р використовують (1.43) або (1.45).

Одним з центральних моментів у проблемі використання інформаційних можливостей поляризації електромагнітного випромінювання є розвиток методик щодо вимірювання вектора Стокса [39, 42, 43]. Звичайні фотодетектори можуть вимірювати лише інтенсивність, а тому для отримання всіх елементів вектора Стокса (1.44) потрібно проводити чотири послідовних вимірювання.

У наших експериментах діагностики статистично неоднорідних середовищ ми користувались саме модуляційними методами при отриманні параметрів Стокса. На даний момент існує багато стокс-поляриметрів на електрооптичних кристалах [43–46], у яких досягається точність вимірювання ступеню поляризації не менше 0.1%, а прецизійність кутової орієнтації складає 10^{-4} град.

1.4. Характеристики електромагнітного випромінювання розсіяного дисперсним середовищем

Дослідження оптичних властивостей великої кількості розподілених в просторі частинок, в зв'язку з формуючими їх факторами – один з шляхів дослідження та вивчення явищ, що відбуваються в дисперсних середовищах. Світловий промінь є універсальним зондом, за допомогою якого ці проблеми вивчаються в будь-яких системах: від молекул до галактик [47–59]. При цьому розглядається природа явищ з деякими обмеженнями:

- перше обмеження складається з припущення, що розсіяне випромінювання завжди має ту ж довжину хвилі, що і падаюче;
- друге припущення полягає в незалежності розсіюючих центрів. Це означає, що розсіяне однією частинкою випромінювання можна вивчати безпосередньо без впливу інших частинок;
- третє припущення полягає в нехтуванні багаторазовим розсіянням.

Технології, що використовують розсіювання електромагнітного випромінювання приносять незалежні відомості про зразки, які доповнюють інші методи. До того ж вони можуть бути використані для моніторингу зміни в структурі об'єкта в часі і приносять об'єм інформації, який недоступний мікроскопії.

Частинка, що освітлюється вздовж одного визначеного напрямку, розсіює світло у всіх напрямках. Характеристики такого випромінювання залежать від параметрів частинок: розміру, форми, показника заломлення і від довжини хвилі і стану поляризації освітлюючого випромінювання, а також від кута, під яким ведеться спостереження розсіяння.

Промені зондуючого та розсіяного світла, що проходять частинку визначають *площину розсіювання*. Кут між падаючим і розсіяним випромінюванням називається *кутом розсіювання*. Зазвичай, падаюче і розсіяне випромінювання може бути розкладене на дві компоненти, що поляризовані в двох взаємно перпендикулярних напрямках. Кількість світла,

що розсіюється частинкою, сильно залежить від її розмірів. В зв'язку з цим, розмір частинки часто пов'язується з безрозмірним параметром α , що за визначенням дорівнює:

$$\alpha = \frac{\pi \cdot a}{\lambda}, \quad (1.48)$$

де a – розмір частинки, а λ – довжина хвилі зонduючого випромінювання.

Розв'язок задачі розсіювання в однорідному об'ємі відомий давно [53, 58–60]. В залежності від значення параметра α можливі три випадки, що призводять до різних виразів для полів розсіяного світла:

1. $\alpha \ll 1$ – відповідає теорії Релея;
2. $\alpha \cong 1$ – розглядається в рамках теорії Мі чи за допомогою моделі хаотичних фазових екранів;
3. $\alpha \gg 1$ – розглядається в геометричній оптиці.

В цьому параграфі описані основні принципи і наближення, що використовуються для розгляду ефектів розсіювання когерентного випромінювання для різних типів стохастичних середовищ.

1.4.1. Розсіювання світла малими частинками

Теорія Релея використовується для опису розсіяння світла малими частинками ($\alpha \ll 1$). Розв'язок такої задачі наведений в [58, 60], де інтенсивність розсіяного випромінювання описується наступними виразами:

$$I_x(\theta) = \frac{I_0 \pi^4 a^6}{8r^2 \lambda^4} \cdot \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 \sin^2 \theta, \quad (1.49)$$

$$I_y(\theta) = \frac{I_0 \pi^4 a^6}{8r^2 \lambda^4} \cdot \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 \cdot \cos^2 \theta, \quad (1.50)$$

де I_0 – інтенсивність зондуючого випромінювання; r – відстань від площини розсіювання до площини спостереження; $n = \frac{n_{\text{середовища}}}{n_{\text{частинки}}}$ – відносний показник заломлення.

Розсіяне поле співпадає з полем диполя, що коливається на великій відстані від площини спостереження (в дальній хвильовій зоні). Цей диполь збуджується в шарі постійним (вздовж кулі) полем, величина якого періодично змінюється з частотою ω_0 . При цьому шар, що поміщений в постійне поле E_0 набуває дипольного моменту:

$$P = \rho^3 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 - 2} \right) E_0, \quad (1.51)$$

де ρ – радіус кулі. Поле диполя, що коливається, на великій відстані від нього визначається виразом:

$$E = \frac{(\ddot{P}, R_0) R_0 - \ddot{P}}{c_\rho^2 r}, \quad (1.52)$$

тут R_0 – одиничний вектор, що направлений від центра диполя в точку спостереження. Підставляючи (1.51) в (1.52) і замінюючи $\ddot{P} = -\omega_0^2 P$, $\frac{\omega_0^2}{c_\rho^2} = k_\rho^2$ отримуємо:

$$E = -\frac{k_\rho^2 \rho^3}{r} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 - 2} \right) \exp(-ik_\rho r) [(E_0 R_0) R_0 - E_0]. \quad (1.53)$$

З рівнянь (1.49) і (1.50) видно, що інтенсивність розсіяного світла сильно залежить від довжини хвилі (обернено пропорційна λ^4) і від діаметра частинки (пропорційна a^6). З рівняння (1.53) видно, що падаюче

випромінювання зберігає свій стан поляризації, і таким чином це означає неможливість використання поляризаційних методів дослідження.

1.4.2. Розсіювання світла в рамках теорії Мі

Для частинок з $\alpha \cong 1$ вираз, що описує залежність розсіяного поля від кута, набагато складніший ніж у випадку розсіювання Релея [58–60]. Точний розв’язок даної задачі було отримано Мі в 1908 році [1]. Основною задачею, в даному випадку, було встановлення зв’язку між параметрами зонduючого та розсіяного випромінювання. Як параметри світлової хвилі, при розв’язку цієї задачі, застосовуються елементи вектора Стокса S_0, S_1, S_2, S_3 значення яких дозволяє визначити інтенсивність і поляризацію електромагнітного випромінювання.

Зв’язок між зонduючим і розсіяним світлом задається матрицею Мюллера (1.47) наступним чином [40, 41, 46, 58]:

$$\begin{pmatrix} S_0^{вих} \\ S_1^{вих} \\ S_2^{вих} \\ S_3^{вих} \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2 r^2} \cdot \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0^{вх} \\ S_1^{вх} \\ S_2^{вх} \\ S_3^{вх} \end{pmatrix}. \quad (1.54)$$

В цій матриці незалежними є тільки 7 елементів. Тому задача зводиться до визначення елементів матриці Мюллера для розсіючої частинки. Зонduюче і розсіяне частинкою поле зв’язані співвідношенням [58]:

$$\begin{pmatrix} E_x^{вих} \\ E_y^{вих} \end{pmatrix} = \frac{\exp(ik(r-z))}{-ikr} \cdot \begin{pmatrix} \mathfrak{I}_2 & 0 \\ 0 & \mathfrak{I}_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^{вх} \\ E_y^{вх} \end{pmatrix}, \quad (1.55)$$

де

$$\begin{aligned}\mathfrak{T}_1 &= \sum_l \frac{2l+1}{l(l+1)} (a_l \pi_l + b_l \tau_l) \\ \mathfrak{T}_2 &= \sum_l \frac{2l+1}{l(l+1)} (a_l \tau_l + b_l \pi_l)\end{aligned}\quad (1.56)$$

тут a_l і b_l – комплексні функції, що залежать від параметрів частинки, а саме від розміру і комплексного показника заломлення; π_l і τ_l визначаються наступним чином:

$$\begin{aligned}\pi_l(\mu) &= \frac{d}{d\mu} P_l(\mu), \\ \tau_l(\mu) &= \mu \pi_l(\mu) - (1 - \mu^2) \frac{d}{d\mu} \pi_l(\mu)\end{aligned}\quad (1.57)$$

де $P_l(\mu) = \frac{1}{2^l l!} \frac{d^l}{d\mu^l} (\mu^2 - 1)^l$ – поліноми Лежандра цілого порядку l від реального аргументу; $\mu = \cos \theta$. Параметри матриці Мюллера частинки будуть наступними:

$$\begin{pmatrix} S_0^{ex} \\ S_1^{ex} \\ S_2^{ex} \\ S_3^{ex} \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2 r^2} \cdot \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & 0 & 0 \\ M_{12} & M_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} & M_{34} \\ 0 & 0 & -M_{34} & M_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0^{ex} \\ S_1^{ex} \\ S_2^{ex} \\ S_3^{ex} \end{pmatrix}, \quad (1.58)$$

де

$$\begin{aligned}M_{11} &= \frac{1}{2} (|\mathfrak{T}_2|^2 + |\mathfrak{T}_1|^2) & M_{12} &= \frac{1}{2} (|\mathfrak{T}_2|^2 - |\mathfrak{T}_1|^2) \\ M_{33} &= \frac{1}{2} (\mathfrak{T}_2^* \mathfrak{T}_1 + \mathfrak{T}_2 \mathfrak{T}_1^*) & M_{34} &= \frac{1}{2} (\mathfrak{T}_2^* \mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2 \mathfrak{T}_1^*) \\ M_{11}^2 &= M_{12}^2 + M_{33}^2 + M_{34}^2\end{aligned}\quad (1.59)$$

Рівняння (1.54)–(1.59) дозволяють визначити компоненти електричного поля розсіяного електромагнітного випромінювання і розрахувати

індикатриса для різних параметрів розсіюючих поверхонь. Такі розрахунки були зроблені багатьма авторами [58, 59].

Якщо падаюче випромінювання повністю поляризоване в напрямку паралельному до деякої площини розсіювання (може бути обрана будь-яка площина розсіювання), то параметри вектора Стокса розсіяного випромінювання мають вигляд $S_0^{vix} = (M_{11} + M_{12})S_0^{ex}$, $S_1^{vix} = S_0^{ex}$, $S_2^{vix} = S_3^{vix} = 0$, де множник $\frac{1}{k^2 r^2}$ у виразі (1.55) не враховується. Таким чином, розсіяне випромінювання теж є повністю поляризованим в площині паралельній площині розсіювання.

Якщо падаюче світло поляризоване перпендикулярно до площини розсіювання, то елементи вектора Стокса розсіяного випромінювання дорівнюють $S_0^{vix} = (M_{33} + M_{34})S_0^{ex}$, $S_1^{vix} = S_0^{ex}$, $S_2^{vix} = S_3^{vix} = 0$. Це означає, що розсіяне випромінювання поляризоване перпендикулярно до площини розсіювання.

Якщо падаюче випромінювання поляризоване під кутом до площини розсіювання, то розсіяне випромінювання, взагалі кажучи, буде еліптично поляризованим. Величина повороту по азимуту, так само як і еліптичність, залежать не тільки від властивостей частинки, але й від напрямку, в якому відбувається розсіювання.

Висновки до розділу 1

1. Для опису розсіюючих середовищ не достатньо використовувати лише такий параметр, як дисперсія. Використання радіуса кореляції і середнього відхилення нерівностей дозволяють більш точно описувати статистичні характеристики середовищ з випадковими флуктуаціями параметрів, а отже і процеси взаємодії когерентного випромінювання з такими середовищами.
2. Врахування нових підходів до статистичного опису стохастичних середовищ потребує розвитку розрахункових методів, оскільки для обчислення поляризаційних характеристик вже недостатньо лише знати інтенсивність, а й потрібно враховувати фазові характеристики розсіяного випромінювання.

РОЗДІЛ 2.

ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЕФЕКТИ ПРИ РОЗСІЯННІ КОГЕРЕНТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

У РОЗДІЛІ 1 було розглянуті характеристики когерентного випромінювання, що розсіяне статистично неоднорідним середовищем і досліджено вплив статистики стохастичних шарів на деякі характеристики розсіяних хвиль. З іншої сторони всі перераховані моделі не враховують ефекти багаторазового розсіювання і поляризаційні зміни розсіяного випромінювання.

РОЗДІЛ 2 присвячений проблемам врахування багаторазового розсіювання, а саме поляризаційних характеристик розсіяного випромінювання. У параграфі 2.1 запропоновано модель розсіюючого середовища, що складається з набору мікроповерхонь з випадковими кутами нахилу. Визначений спосіб утворення спекл-структури при розсіюванні світла дифузною поверхнею. У параграфі 2.2 проведено аналіз змін у фазовій структурі когерентного випромінювання, при її розсіюванні ХАФЕ. В параграфі 2.3 проведене моделювання кутових залежностей поляризаційної структури розсіяного випромінювання. Показано, що при великих кутах розсіювання не достатньо враховувати лише збільшення площі взаємодії хвилі і середовища, а і його шорсткість при взаємодії з випромінюванням. Нарешті в параграфі 2.4 проведеной аналіз систем з багаторазовим розсіюванням. Показано, що при збільшенні кількості актів розсіювання ступінь поляризації розсіяного випромінювання знижується.

2.1. Модель утворення плямових структур при розсіянні когерентного випромінювання

Для визначення параметрів електромагнітного випромінювання, що розсіяне шорсткою поверхнею потрібно визначити спочатку спосіб, за яким їх можна характеризувати статистично. Шорсткі поверхні є системами, в яких фаза і амплітуда електромагнітного випромінювання, що падає на площину екрана, змінюються на випадкову величину, яка залежить від умов падіння хвилі [61–64].

Розглянемо геометрію розсіювання променя однією дифузною поверхнею (див. **Рис. 2.1**).

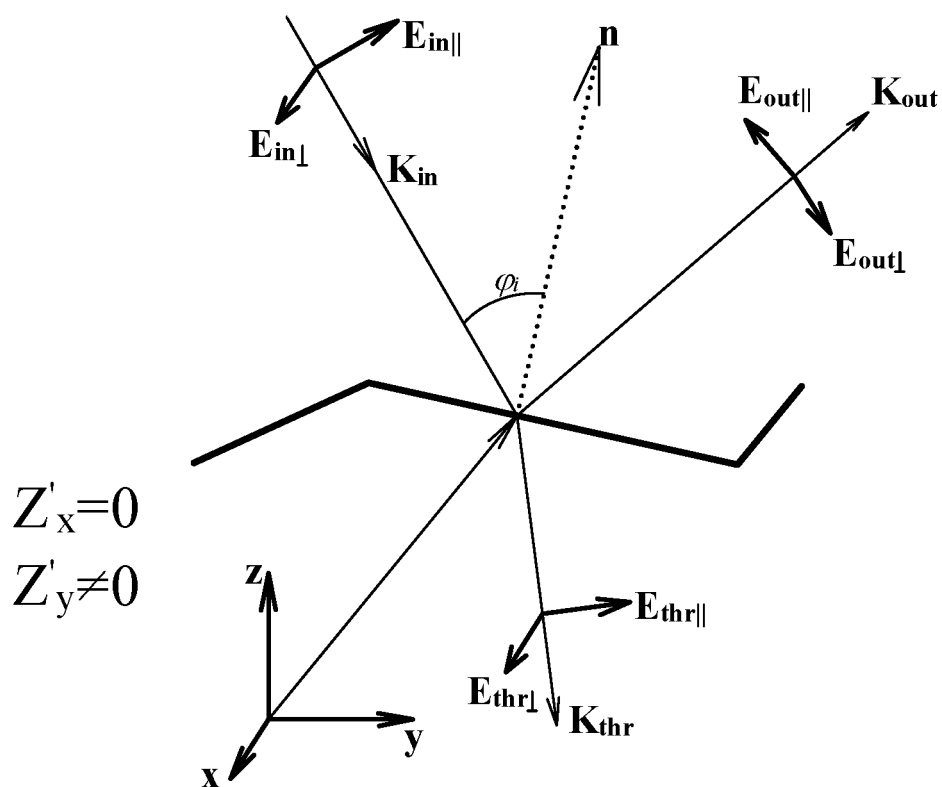


Рис. 2.1. Геометрія розсіювання променя дифузною поверхнею.

Надалі будемо вважати, що оптичний промінь з гаусівським профілем вздовж його перетину нормально падає на статистично усереднену умовну границю дифузної поверхні $z(x, y)$:

$$\vec{E}_{in}(x, y, z) = \vec{E}_0 \exp[-\alpha(x^2 + y^2)] \exp[ikz], \quad (2.1)$$

де \vec{E}_0 – амплітуда вектора напруженості електричного поля падаючої хвилі,
 α – комплексний параметр променя з гаусівським профілем, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ –
хвильовий вектор падаючої хвилі.

При цьому були зроблені наступні припущення:

- локальні нахили рельєфу орієнтовані в напрямку осі $OY - Z'_x = 0, Z'_y \neq 0$
(для спрощення розрахунків розглядалась двовимірна модель);
- падаюча хвиля лінійно поляризована ($E_0^x = E_0^y, E_0^z = 0$);
- кривизна хвильового фронту гаусового променя набагато більша за
довжину хвилі ($(\alpha/\lambda^2)^{1/2} \gg 1$).

Відбиту та заломлену хвилю можна записати у наступному вигляді [11,
65–67]:

$$\begin{cases} \vec{E}_{out}(\vec{r}) = R_{\perp}(\vec{E}_{in}(\vec{r})\vec{e}_{in\perp})\vec{e}_{out\perp} + R_{\parallel}(\vec{E}_{in}(\vec{r})\vec{e}_{in\parallel})\vec{e}_{out\parallel} \\ \vec{E}_{thr}(\vec{r}) = D_{\perp}(\vec{E}_{in}(\vec{r})\vec{e}_{in\perp})\vec{e}_{thr\perp} + D_{\parallel}(\vec{E}_{in}(\vec{r})\vec{e}_{in\parallel})\vec{e}_{thr\parallel} \end{cases}, \quad (2.2)$$

де $R_{\perp}, R_{\parallel}, D_{\perp}, D_{\parallel}$ – локальні коефіцієнти Френеля, \vec{e} – проекції хвильового
вектора падаючої, відбитої та заломленої хвиль у локальній системі
координат. Якщо поверхню вважати такою, що складається з великою
кількості мікроповерхонь зі своїми кутами нахилу до середнього рівня φ_i , то
(2.2) переписується у координатах мікроповерхонь:

$$\begin{cases} \vec{E}_{kout}(\vec{r}) = \sum_j M_{kj} \vec{E}_{jin}(\vec{r}) \\ \vec{E}_{kthr}(\vec{r}) = \sum_j T_{kj} \vec{E}_{jin}(\vec{r}) \end{cases} \quad k, j = x, y, z, \quad (2.3)$$

де M_{kj} – локальні коефіцієнти відбивання, T_{kj} – локальні коефіцієнти заломлення оптичної хвилі (кожна мікроповерхня вважається гладкою). Зв'язок між вектором напруженості електричного поля розсіяної хвилі у вибраній точці \vec{R} та вектором $\vec{E}_{in}(\vec{r})$ в загальному випадку може бути записаний у вигляді лінійного інтегрального перетворення \mathbf{L} :

$$\vec{E}(\vec{R}) = \mathbf{L}\vec{E}_{in}(\vec{r}) \text{ або } E_k(\vec{R}) = \sum_j L_{kj} E_{jin}(\vec{r}), \quad (2.4)$$

де L_{kj} – компоненти тензора лінійного інтегрального перетворення \mathbf{L} , який в явному вигляді може бути записаний наступним чином:

$$L_{kj} E_{jin}(\vec{r}) = \iint_S M_{kj} \frac{\partial}{\partial \vec{n}} (G E_{jin}) dS; \quad k, j = x, y, z, \quad (2.5)$$

де S – поверхня розсіювання, G – функція Гріна:

$$G(\vec{r}, \vec{R}) = \frac{\exp[ik|\vec{R} - \vec{r}|]}{|\vec{R} - \vec{r}|}. \quad (2.6)$$

Лінійний інтегральний оператор \mathbf{L} включає в себе інформацію про перерозподіл компонент електричного вектора після відбивання від поверхні. Задача дифракції розглядалася у наближенні Френеля:

$$G(\vec{r}, \vec{R}) \approx \frac{\exp\left[ik\left(|\vec{R}| - \frac{1}{2}\left(2\frac{\vec{r}\vec{R}}{|\vec{R}|} - \frac{|\vec{r}|^2}{|\vec{R}|}\right)\right)\right]}{|\vec{R}|}. \quad (2.7)$$

Остаточно компоненти електричного поля матимуть вигляд:

$$E_k(\vec{R}) = \iint_S M_{kj} \left(E_{jin} \frac{\partial G}{\partial \vec{n}} + G \frac{\partial E_{jin}}{\partial \vec{n}} \right) dS; \quad k, j = x, y, z. \quad (2.8)$$

Використовуючи формулу (2.8), можна розрахувати середню деполяризацію оптичної хвилі для цього спочатку потрібно розрахувати елементи кореляційної матриці (1.41) або елементи вектора Стокса (1.44).

Для розрахунку компонент кореляційної матриці попередньо визначимо компоненти хвильового вектора розсіяної та заломленої хвиль. Розглянемо відбивання і проходження променя крізь довільно нахилену площину з відомими кутом нахилу цієї площини та показником заломлення середовища (**Рис. 2.1**). Координати вектора нормалі до поверхні \vec{n} можна записати наступним чином:

$$\vec{n} = \left(0; \frac{-Z'_y}{\left(1 + Z_y'^2\right)^{1/2}}; \frac{1}{\left(1 + Z_y'^2\right)^{1/2}} \right). \quad (2.9)$$

Після нескладних перетворень отримаємо проекції хвильового вектора відбитої хвилі в лабораторній системі координат:

$$\vec{K}_{out} = \left\{ \begin{array}{c} 0 \\ \frac{\left(1 - Z_y'^2\right)k_y^{in} - 2k_z^{in}Z'_y}{1 + Z_y'^2} \\ \frac{\left(1 - Z_y'^2\right)k_z^{in} + 2k_y^{in}Z'_y}{1 + Z_y'^2} \end{array} \right\}, \quad (2.10)$$

де k_i^{in} – компоненти хвильового вектора падаючої хвилі. У виразі (2.10) врахована симетрія задачі (оскільки $Z'_x=0$, то всі $k_x^{in} \equiv 0$). І ненульові коефіцієнти відбивання **M** мають наступний вигляд:

$$\begin{aligned}
M_{xx} &= R_{\perp} \\
M_{yy} &= R \parallel \frac{(1 - Z_y'^2) k_z^{in} + 2k_y^{in} Z_y'}{1 + Z_y'^2}, \\
M_{zy} &= R \parallel \frac{(1 - Z_y'^2) k_y^{in} - 2k_z^{in} Z_y'}{1 + Z_y'^2}
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Таким же чином розраховуються і координати хвильового вектора заломленої хвилі:

$$\vec{K}_{thr} = \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ \frac{k_z^{in} Z_y' + k_y^{in} - \sqrt{n^2 - (k_z^{in} Z_y' + k_y^{in})^2} Z_y'}{2n} \\ \frac{k_z^{in} Z_y'^2 + k_y^{in} Z_y' - \sqrt{n^2 - (k_z^{in} Z_y' + k_y^{in})^2}}{2n} \end{array} \right\}, \tag{2.12}$$

Ненульові коефіцієнти заломлення задаються наступними виразами:

$$\begin{aligned}
T_{xx} &= D_{\perp} \\
T_{yy} &= D \parallel \frac{k_z^{in} Z_y' + k_y^{in} - \sqrt{n^2 - (k_z^{in} Z_y' + k_y^{in})^2} Z_y'}{2n}, \\
T_{zy} &= D \parallel \frac{k_z^{in} Z_y'^2 + k_y^{in} Z_y' - \sqrt{n^2 - (k_z^{in} Z_y' + k_y^{in})^2}}{2n}
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Використовуючи вирази (2.8), (2.11) та (2.13), можна визначити амплітуди компонент вектора напруженості електричного поля розсіяних відбитої та заломленої хвиль. Далі, використавши дифракційний інтеграл, вже можна розрахувати амплітуду і фазу хвилі у будь-якій обраній точці.

2.2. Використання моделі хаотичних амплітудно-фазових екранів для аналізу характеристик світла розсіяного турбулентною атмосферою

Розглянемо процес розсіювання світла турбулентною атмосферою. Будемо вважати, що розсіювання світла відбувається на межі поділу середовищ з різними показниками заломлення. Таке твердження є справедливим, оскільки наявність вітру в атмосфері спричиняє локальні зміни тиску, а відповідно і локальні зміни показника заломлення [68, 69] ($n_x = n_x(\vec{\rho})$ і $n_y = n_y(\vec{\rho})$, де $\vec{\rho}$ – координата в якій виникає неоднорідність).

За основу моделі розсіювання обрано спосіб, згідно якого середовище представляють набором ХАФЕ, розташування яких зображено на **Рис. 2.2** [10].

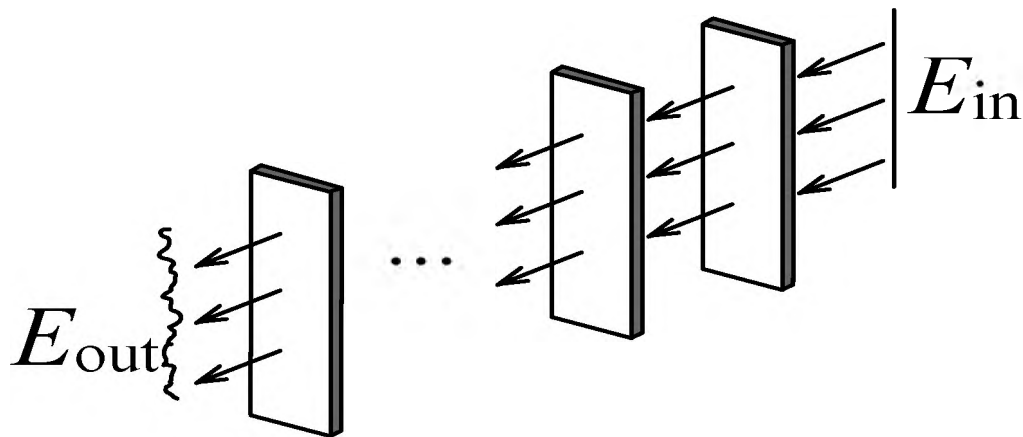


Рис. 2.2. Схематичне зображення моделі розсіювання випромінювання набором випадкових фазових екранів.

В межах цієї моделі проходження розглядається, як пропускання деякого фазового транспаранту $T(\vec{\rho}) = \exp\{i\varphi(\vec{\rho})\}$, де φ – випадкова фаза. Таким чином видно, що всі флуктуації показника заломлення переносяться у фазові флуктуації розсіяної хвилі. Надалі будемо вважати, що по апертурі розсіювання існують флуктуації показника заломлення, а оскільки поверхня ХАФЕ вважається плоскою, то для врахування випадкового розподілу

флуктуацій в напрямку вісі розповсюдження, введемо ефективний розподіл висот профілю поверхні ($h(\vec{\rho})$).

Комплексна амплітуда напруженості електричного поля в точці $\vec{r} = \{x, y\}$ площини спостереження представляється двокомпонентним вектором Джонса (1.39). При розповсюдженні оптичного випромінювання в лінійному оптичному каналі з статистично неоднорідними параметрами кожна реалізація $E(\vec{r})$ може бути подана наступним співвідношенням:

$$E(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H(\vec{r}, \vec{\rho}) E_0(\vec{\rho}) d^2 \rho, \quad (2.14)$$

де $H(\vec{r}, \vec{\rho})$ – випадкова імпульсна матриця реакції лінійного оптичного каналу, що визначається функцією Гріна, яка в наближенні анізотропного фазового екрана може бути представлена у вигляді:

$$\begin{aligned} H_x(\vec{r}, \vec{\rho}) &= \frac{1}{i\lambda z} e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda}|\vec{r}-\vec{\rho}|+\varphi_x(\vec{\rho})\right)} \cos(\vec{n}, \vec{r}-\vec{\rho}) \\ H_y(\vec{r}, \vec{\rho}) &= \frac{1}{i\lambda z} e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda}|\vec{r}-\vec{\rho}|+\varphi_y(\vec{\rho})\right)} \cos(\vec{n}, \vec{r}-\vec{\rho}) \end{aligned}, \quad (2.15)$$

де φ_x і φ_y – випадкові фази, що визначаються випадковими флуктуаціями показника заломлення чи рельєфними неоднорідностями оптичного каналу наступним чином:

$$\begin{aligned} \varphi_x(\vec{\rho}) &= i \frac{2\pi}{\lambda} n_x(\vec{\rho}) h(\vec{\rho}) \\ \varphi_y(\vec{\rho}) &= i \frac{2\pi}{\lambda} n_y(\vec{\rho}) h(\vec{\rho}) \end{aligned}, \quad (2.16)$$

$n_x(\vec{\rho})$ і $n_y(\vec{\rho})$ – випадкові флуктуації анізотропного показника заломлення середовища, $h(\vec{\rho})$ – випадковий розподіл неоднорідностей рельєфу. Таким чином (2.14), в наближенні зони Фраунгофера, переписується у вигляді:

$$\begin{aligned}
E_x(\vec{r}) &= \frac{e^{\frac{i\pi}{z\lambda}(x^2+y^2)}}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_0 e^{\frac{i\pi}{z\lambda}(\xi^2+\eta^2+zn_x(\vec{\rho})h(\vec{\rho}))} \cos(\vec{n}, \vec{r} - \vec{\rho}) e^{\frac{i2\pi}{z\lambda}(x\xi+y\eta)} d\xi d\eta \\
E_y(\vec{r}) &= \frac{e^{\frac{i\pi}{z\lambda}(x^2+y^2)}}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_0 e^{\frac{i\pi}{z\lambda}(\xi^2+\eta^2+zn_y(\vec{\rho})h(\vec{\rho}))} \cos(\vec{n}, \vec{r} - \vec{\rho}) e^{\frac{i2\pi}{z\lambda}(x\xi+y\eta)} d\xi d\eta
\end{aligned} \tag{2.17}$$

де x, y – координати в площині спостереження; ξ, η – координати в площині розсіювання; z – відстань від площини розсіювання до площини спостереження. Введемо позначення:

$$\begin{aligned}
\Phi(\vec{r}) &= e^{\frac{i\pi}{z\lambda}(x^2+y^2)} \\
E_0^x(\vec{\rho}) &= \frac{1}{i\lambda z} E_0 e^{\frac{i\pi}{z\lambda}(\xi^2+\eta^2+zn_x(\vec{\rho})h(\vec{\rho}))} \cos(\vec{n}, \vec{r} - \vec{\rho}) \\
E_0^y(\vec{\rho}) &= \frac{1}{i\lambda z} E_0 e^{\frac{i\pi}{z\lambda}(\xi^2+\eta^2+zn_y(\vec{\rho})h(\vec{\rho}))} \cos(\vec{n}, \vec{r} - \vec{\rho})
\end{aligned} \tag{2.18}$$

Тоді (2.17) в нових позначеннях буде:

$$\begin{aligned}
E_x(\vec{r}) &= \Phi(\vec{r}) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_0^x(\vec{\rho}) e^{\frac{i2\pi}{z\lambda}(x\xi+y\eta)} d\xi d\eta = \Phi(\vec{r}) \hat{F}_2 E_0^x(\vec{\rho}) \\
E_y(\vec{r}) &= \Phi(\vec{r}) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_0^y(\vec{\rho}) e^{\frac{i2\pi}{z\lambda}(x\xi+y\eta)} d\xi d\eta = \Phi(\vec{r}) \hat{F}_2 E_0^y(\vec{\rho})
\end{aligned} \tag{2.19}$$

де \hat{F}_2 – є інтегральним оператором Фур'є перетворення. Тепер зрозуміло, що випромінювання послідовно розсіяне набором фазових екранів, описується наступним чином:

$$\begin{aligned}
E_x^m(\vec{r}) &= \left(\Phi(\vec{r}) \hat{F}_2 E_0^x(\vec{\rho}) \right)^m \\
E_y^m(\vec{r}) &= \left(\Phi(\vec{r}) \hat{F}_2 E_0^y(\vec{\rho}) \right)^m
\end{aligned} \tag{2.20}$$

де m – кратність розсіювання. А елементи матриці когерентності (1.41) будуть визначатись, наступним чином:

$$\begin{aligned}
J_{xx}^m(\vec{r}) &= E_x^m(\vec{r})(E_x^m(\vec{r}))^* = I_0(\hat{F}_2 E_0^x(\vec{\rho}))^m \left((\hat{F}_2 E_0^x(\vec{\rho}))^m \right)^* \\
J_{xy}^m(\vec{r}) &= E_x^m(\vec{r})(E_y^m(\vec{r}))^* = I_0(\hat{F}_2 E_0^x(\vec{\rho}))^m \left((\hat{F}_2 E_0^y(\vec{\rho}))^m \right)^* \\
J_{yx}^m(\vec{r}) &= E_y^m(\vec{r})(E_x^m(\vec{r}))^* = I_0(\hat{F}_2 E_0^y(\vec{\rho}))^m \left((\hat{F}_2 E_0^x(\vec{\rho}))^m \right)^* \\
J_{yy}^m(\vec{r}) &= E_y^m(\vec{r})(E_y^m(\vec{r}))^* = I_0(\hat{F}_2 E_0^y(\vec{\rho}))^m \left((\hat{F}_2 E_0^y(\vec{\rho}))^m \right)^*
\end{aligned} \tag{2.21}$$

В загальному випадку при дослідженні поляризаційних характеристик розсіяного випромінювання ступінь поляризації визначається в межах деякої апертури:

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} \langle J_{xx}^m \rangle & \langle J_{xy}^m \rangle \\ \langle J_{yx}^m \rangle & \langle J_{yy}^m \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \int_{-a}^a J_{xx}^m(\vec{r}) d^2 r & \int_{-a}^a J_{xy}^m(\vec{r}) d^2 r \\ \int_{-a}^a J_{yx}^m(\vec{r}) d^2 r & \int_{-a}^a J_{yy}^m(\vec{r}) d^2 r \end{pmatrix}, \tag{2.22}$$

де a – апертура, в межах якої проводиться усереднення. Тепер використовуючи (2.20) можна розрахувати розподіли інтенсивності (див. **Рис. 2.3**) і фази (див. **Рис. 2.4**) розсіяного випромінювання.

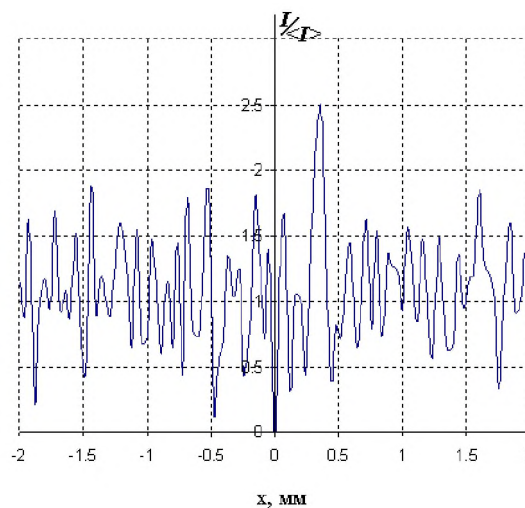


Рис. 2.3. Розподіл інтенсивності в площині спостереження.

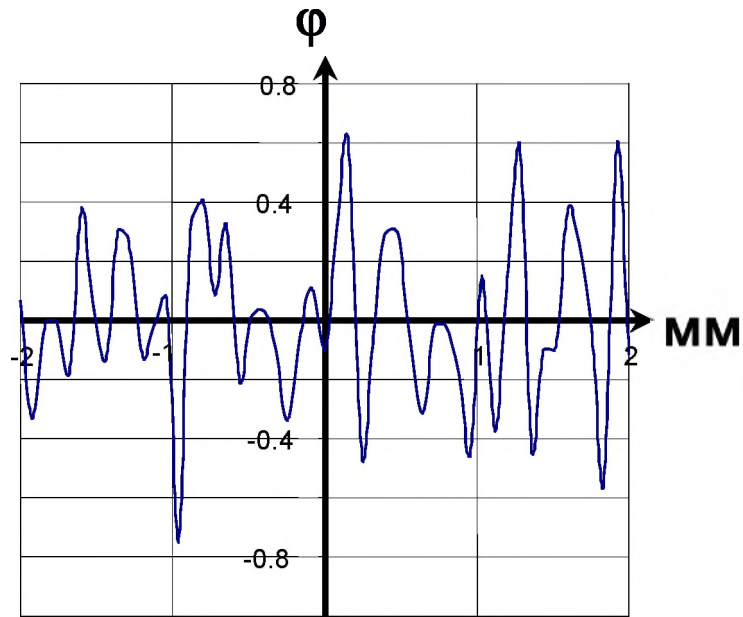


Рис. 2.4. Фазовий розподіл розсіяного поля у площині спостереження.

Рівні фази подані у радіанах.

З наведених рисунків видно, що виникають випадкові флуктуації інтенсивності і фази, які можна трактувати як інтенсивносний (**Рис. 2.3**) та поляризаційний (**Рис. 2.4**) спекли.

На **Рис. 2.5** подано залежність дисперсії фази розсіяного світла від дисперсії нерівностей поверхні. З поданої залежності видно, що відбувається підвищення дисперсії фази при збільшенні дисперсії середовища. Це пов'язано зі збільшенням фазових набігів від різних точок середовища, які, в загальному випадку, когерентно складаються в площині спостереження.

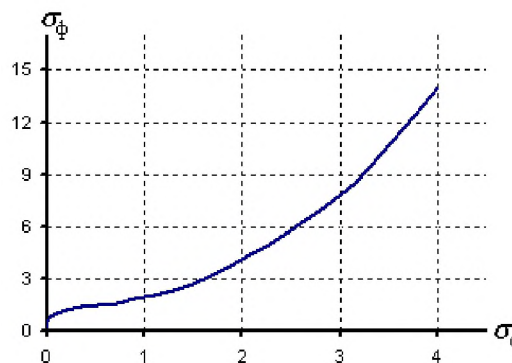


Рис. 2.5. Залежність дисперсії фази розсіяного випромінювання (σ_ϕ) від

характеристик неоднорідностей поверхні (σ_c).

Фазові флуктуації, взагалі кажучи, призводять до просторової деполаризації розсіяного випромінювання [7, 27], яка розраховується за допомогою (2.22) і (1.43). Залежність ступеня поляризації від фазових неоднорідностей розсіяної хвилі показана на **Рис. 2.6**.

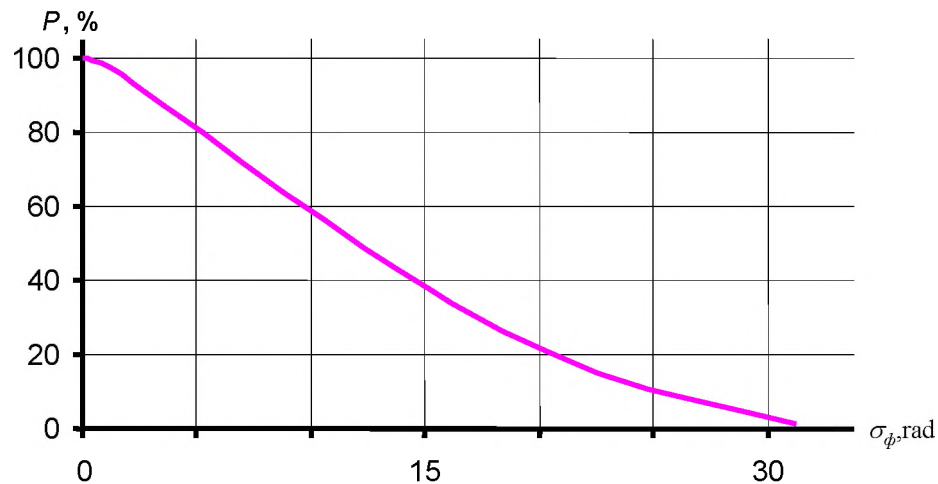


Рис. 2.6. Залежність поляризації випромінювання від дисперсії фази розсіяного випромінювання (σ_ϕ).

Як видно з отриманих залежностей збільшення флуктуацій фази призводить до зменшення ступеня поляризації. Це пов'язано з тим, що при апертурному усередненні враховуються фазові набіги, і збільшення дисперсії фази розсіяного випромінювання призводить до зменшення діагональних елементів матриці когерентності і збільшення недіагональних.

2.3. Кутові залежності поляризації розсіяного випромінювання

Основна ідея опису розсіювання когерентного випромінювання дифузними об'єктами полягає у наступному [3, 70]. Оптична хвиля під деяким, ненульовим, кутом θ_{in} з повітря падає на дифузну гомогенну поверхню RS з заданим показником заломлення n . Геометрія розсіювання наведена на Рис. 2.7.

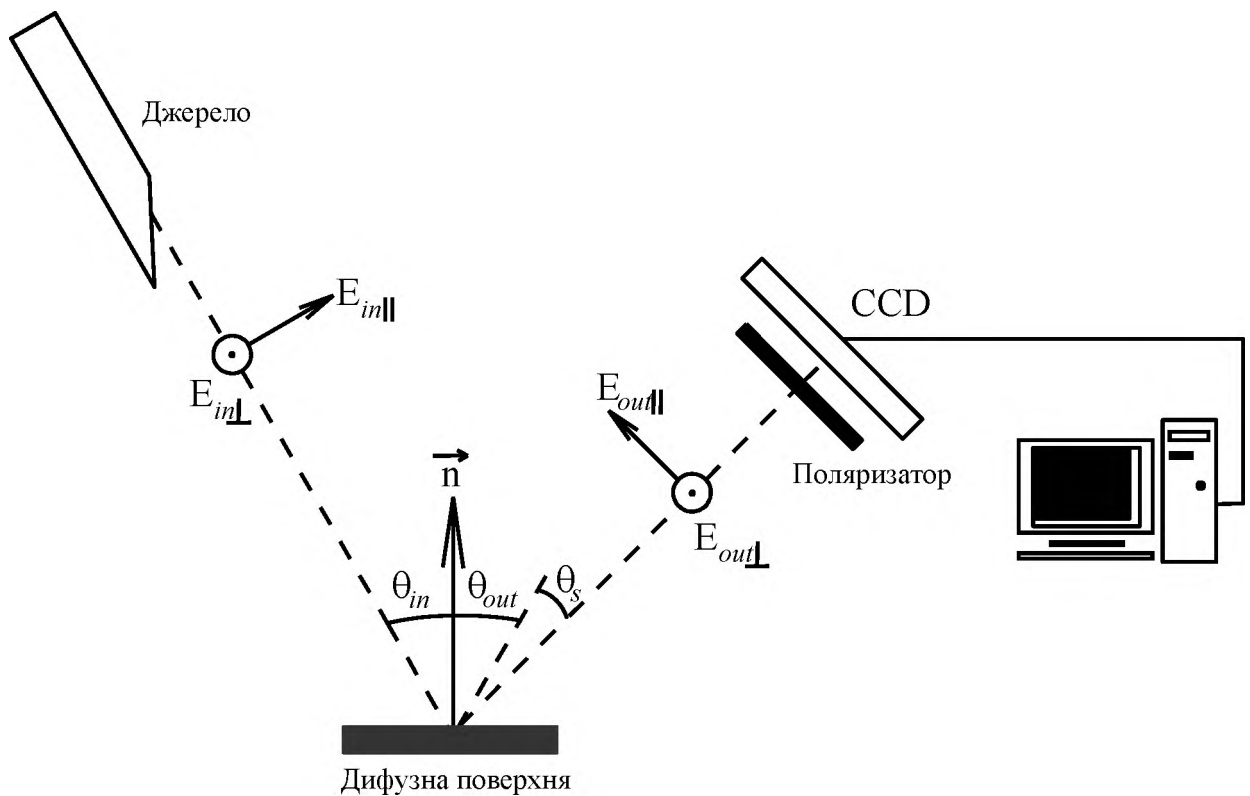


Рис. 2.7. Оптична схема для проведення моделювання поляризаційних вимірів розсіяного випромінювання. MR – напрямок дзеркального відбивання, $\theta_{in}, \theta_{out}, \theta_s$ – кути падіння, спостереження та розсіяння, відповідно.

Нерівності дифузної поверхні вважались розподіленими за гаусівською статистикою з нульовим середнім та заданими дисперсією σ та радіусом кореляції r_K . Частина енергії хвилі, відбивається та реєструється детектором з

аналізатором поляризації і можливістю зміни координат приймального вузла в просторі.

В загальному випадку амплітуда у вибраній точці спостереження \vec{R} для обраної геометрії розсіювання залежить від параметрів дифузора (радіуса кореляції та дисперсії нерівностей) та від кутової координати дифузора. Відповідні вирази для компонент електричного поля у компактному вигляді можуть бути записані у наближенні зони Фраунгофера у наступному вигляді [3, 71]:

$$\begin{cases} E_x^{out} = \frac{\exp[i\vec{k}\vec{R}]}{4\pi R} \iint_S E_x^{in} M_{xx} \exp[-i\vec{k}\vec{r}] \cos(\vec{k}\vec{n}) dS \\ E_y^{out} = \frac{\exp[i\vec{k}\vec{R}]}{4\pi R} \iint_S E_y^{in} M_{yy} \exp[-i\vec{k}\vec{r}] \cos(\vec{k}\vec{n}) dS, \\ E_z^{out} = \frac{\exp[i\vec{k}\vec{R}]}{4\pi R} \iint_S E_y^{in} M_{yz} \exp[-i\vec{k}\vec{r}] \cos(\vec{k}\vec{n}) dS \end{cases} \quad (2.23)$$

де \vec{E}^{in} та \vec{E}^{out} – амплітуди падаючої та відбитої хвиль; M_{xx} , M_{yy} , M_{yz} – не нульові коефіцієнти відбивання; \vec{k} – хвильовий вектор відбитої хвилі, напрямок якого розраховується відповідно з законами відбивання, \vec{n} – локальний вектор нормалі; \vec{r} і \vec{R} – координати точки на поверхні розсіювання та координати в площині спостереження, відповідно.

На **Рис. 2.8**, наведені кутові залежності ступеня поляризації p для моделей розсіюючих середовищ з наступними значеннями дисперсії нерівностей ($\sigma = 0.1\lambda, 0.8\lambda, 1.2\lambda$) та радіусом кореляції $r_k = 5\text{ мкм}$.

Видно, що зі збільшенням дисперсії відбувається зменшення ступеня поляризації – це пов'язано з тим, що вплив набігу фази при відбиванні хвилі на загальну амплітуду, в напрямку відмінному від дзеркального, підвищується.

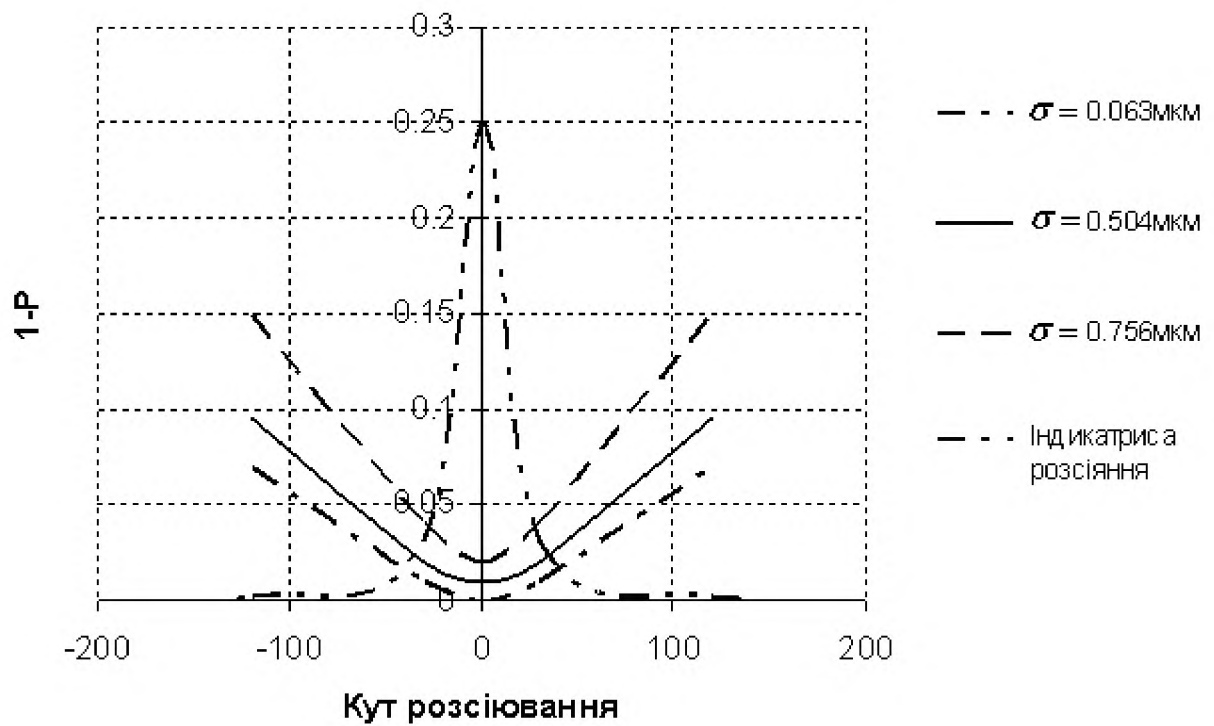


Рис. 2.8. Залежність ступеня деполяризації від кута розсіювання для різних значень дисперсії та індикатриса розсіювання.

Результати моделювання, поляризаційних властивостей розсіяного світла наведені на **Рис. 2.9**, де кутові залежності степеню поляризації p зображені для моделі розсіюючого середовища та порівняні з експериментальними даними [72] для середовища з відповідними параметрами.

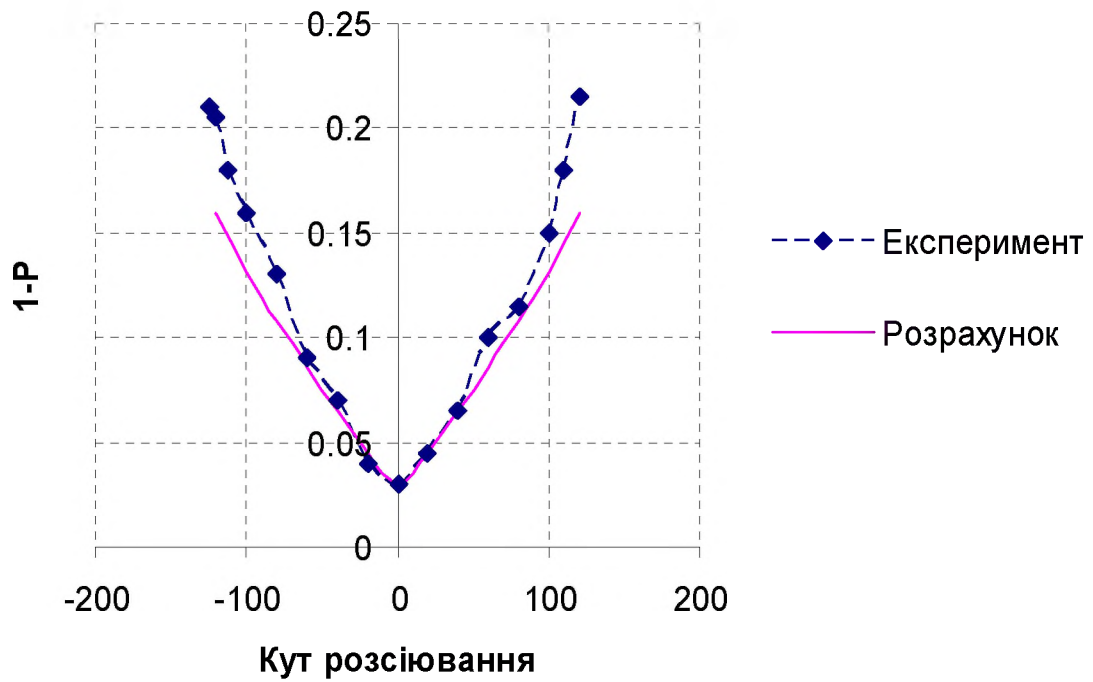


Рис. 2.9. Кутові залежності ступеню поляризації: експеримент [72] (пунктиром) розрахунок. Кут розсіювання в градусах.

З **Рис. 2.9** видно, що експериментальні результати досить добре збігаються з розрахованими при малих кутах розсіювання (кут розсіювання менше 50°) та не збігаються при великих кутах. Це є наслідком того, що при великих кутах існує багатократне розсіювання, і наближення використані в даній моделі потребують деяких уточнень.

2.4. Багаторазове розсіювання

2.4.1. Розсіювання світла в системі з багат шаровим покриттям

Схема моделі розсіювання багат шаровим покриттям подана на **Рис. 2.10**. Будемо вважати, що система складається з багатьох відбиваючих шарів з дифузними границями поділу і різними показниками заломлення [11].

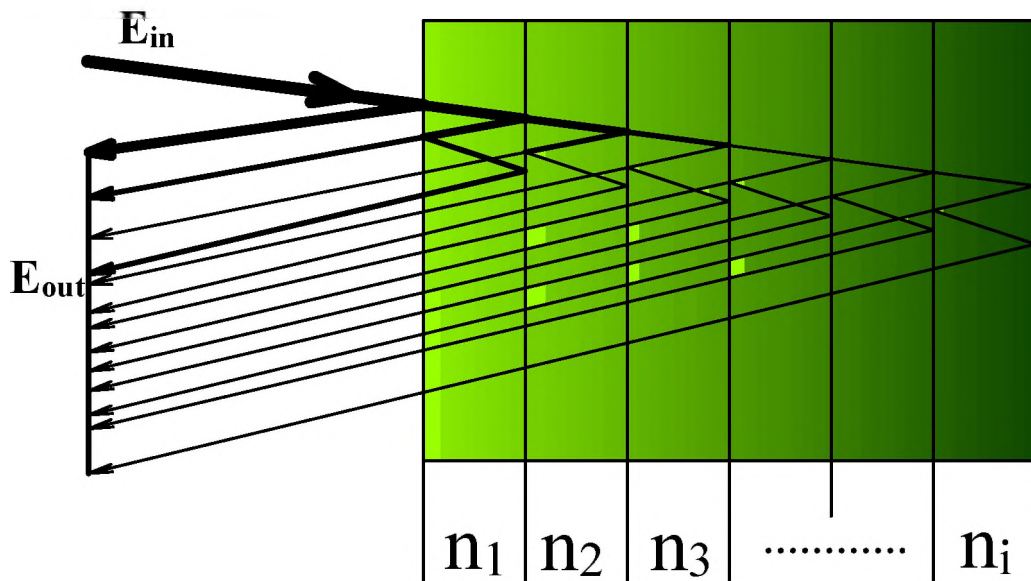


Рис. 2.10. Схема системи з багаторазовим розсіюванням.

Коефіцієнти пропускання T_l і відбивання M_l l -тою границею розраховувалися у відповідності до формул Френеля, що визначені для кожної мікроплощини. Лінійно поляризована оптична хвиля з повітря падає на границю багат шарової структури, показник заломлення якої дорівнює n_l , після чого частина світла відбивається і виходить з середовища, а частина заломлюється і проходить в наступний шар. Далі заломлений промінь падає на наступну границю розділу і частково відбивається від неї. Показники заломлення для l -того шару для спрощення апроксимувалися співвідношеннями: $n_l = n_{l-1} + \Delta n$, $\Delta n = \text{const}$. Амплітуди відбитого та

заломленого променів від l -тої граничної поверхні \vec{E}_l^{out} і \vec{E}_l^{thr} можна представити у наступному вигляді:

$$\begin{cases} \vec{E}_{out}^l = \mathbf{M}_l \vec{E}_{thr}^{l-1} \\ \vec{E}_{thr}^l = \mathbf{T}_l \vec{E}_{thr}^{l-1} \\ \mathbf{M}_l^2 + \mathbf{T}_l^2 = 1 \end{cases} \quad (2.24)$$

Сумарна амплітуда відбитої хвилі, розсіяної багат шаровим розсіювачем, є когерентною сумою парціальних розсіяних хвиль:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \sum_{l=1}^N \vec{E}_l^{thr}(\vec{r}). \quad (2.25)$$

Відповідні вирази у компактному вигляді можуть бути записані у наближенні зони Фраунгофера, для якої функцію Гріна має вигляд:

$$G(\vec{r}, \vec{R}) \approx \frac{\exp \left[ik \left(|\vec{R}| - \frac{\vec{r} \vec{R}}{|\vec{R}|} \right) \right]}{|\vec{R}|}. \quad (2.26)$$

Компоненти вектора напруженості електричного поля можна представити, як [11]:

$$\begin{cases} E_x = \sum_l \frac{\exp[ik\vec{R}]}{4\pi R} \iint_S E_x^l M_{xx}^l \exp[-ik\vec{r} - ik\vec{n}] \exp[-\alpha(x^2 + y^2)] dS \\ E_y = \sum_l \frac{\exp[ik\vec{R}]}{4\pi R} \iint_S E_y^l M_{yy}^l \exp[-ik\vec{r} - ik\vec{n}] \exp[-\alpha(x^2 + y^2)] dS, \\ E_z = \sum_l \frac{\exp[ik\vec{R}]}{4\pi R} \iint_S E_z^l M_{yz}^l \exp[-ik\vec{r} - ik\vec{n}] \exp[-\alpha(x^2 + y^2)] dS \end{cases} \quad (2.27)$$

де \vec{E}^l – амплітуда променя, що попадає на $l-1$ межу розділу показників заломлення. Амплітуда \vec{E}^l визначається коефіцієнтом пропускання на межі розділу $l-2$ та амплітудою падаючого променя \vec{E}^{l-1} . Парціальні відбиті хвилі когерентно додаються в площині спостереження, в якій проводиться усереднення за статистикою рельєфу границь розділу.

На **Рис. 2.11** подано амплітудний розподіл напруженості електричного поля для зразка, що складається з одного (а) та 10 відбиваючих шарів (б). Параметр Δn вибирався рівним 0,08 та 0,2. Видно, що вже після одного процесу відбивання формується випадковий амплітудний розподіл (спекл), але коефіцієнт контрасту в цьому випадку складає біля 5%, тоді як після 10 процесів розсіювання контраст збільшується до ~50%.

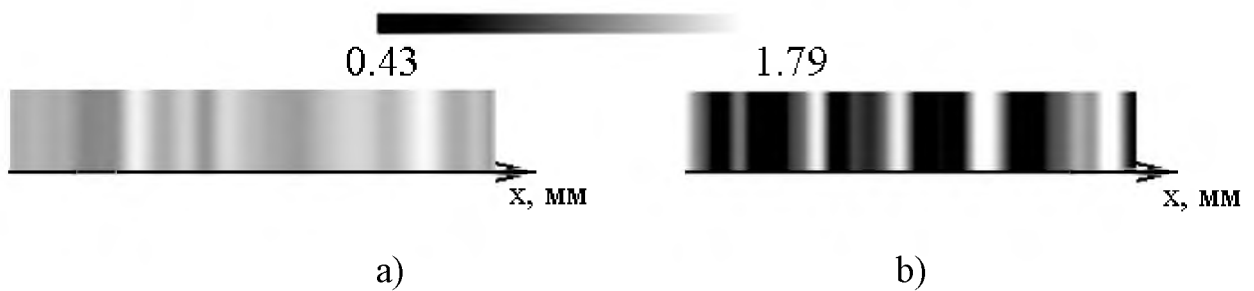


Рис. 2.11. Розподіл амплітуди після відбивання від дифузної поверхні.

Розмір апертури 5 мм.

Залежність деполяризації променя від кількості відбиваючих площин при різних показниках заломлення зображено на **Рис. 2.12**.

Як видно з рисунка, ступінь деполяризації відбитого випромінювання залежить від показника заломлення. Таку залежність легко пояснити [73]: на границі шарів з різними показниками заломлення відбувається часткове відбивання променя. При цьому хвилі, відбиті від декількох перших границь розділу, залишаються майже поляризованими. У той же час, їхні інтенсивності складають значну частку падаючого променя. В результаті,

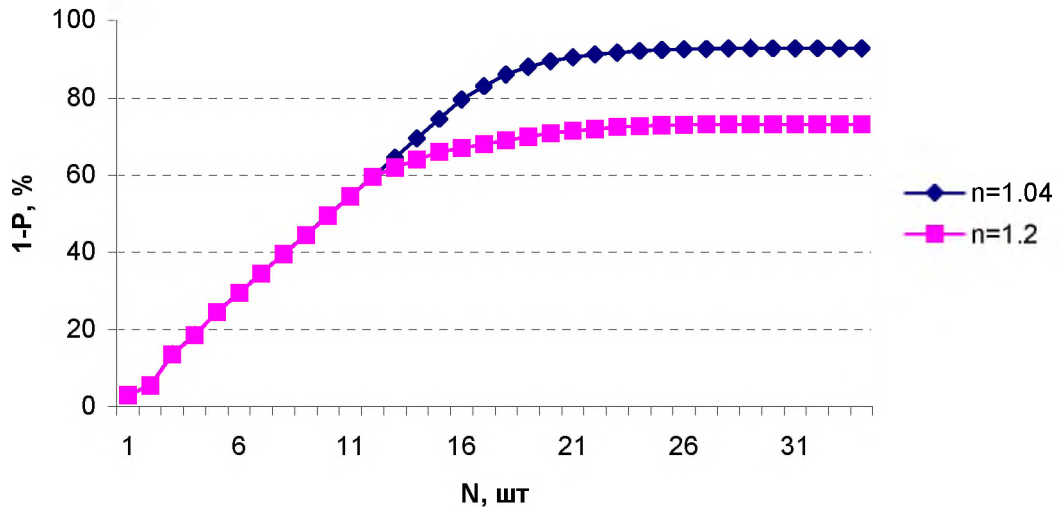


Рис. 2.12. Залежність ступеня деполяризації від кількості відбиваючих площин при різних показниках заломлення.

рівень поляризації сумарного випромінювання залишається значним, навіть при великому числі границь поділу. Залежність коефіцієнта пропускання від показника заломлення при нормальному падінні має вигляд:

$$T^2 = 1 - M^2 = 1 - \frac{\Delta n}{(n_l + n_{l+1})^2}. \quad (2.28)$$

Вважаючи, що $\frac{\Delta n}{n_l} \ll 1$ для першої площини коефіцієнт пропускання

рівний $T \approx 0.99$ при $\Delta n = 0.04$ і $T \approx 0.91$ при $\Delta n = 0.2$. Звідси зрозуміло, що в першому випадку відбитий промінь майже повністю деполяризований, тоді як в другому випадку залишковий ступінь поляризації достатньо високий, що і видно з **Рис. 2.12**.

2.4.2. Розсіювання світла в оптичному хвилеводі

Схема моделі розсіювання в оптичному хвилеводі подана на **Рис. 2.13**. Як і в попередньому випадку коефіцієнти l -того пропускання T_l і відбивання M_l розраховувалися у відповідності до формул Френеля, що визначаються

для кожної мікроплощини. В променевому наближенні падаючий промінь, відбиваючись від однієї межі розділу, попадає на іншу межу; кількість відбивань визначається довжиною хвилеводу [11].

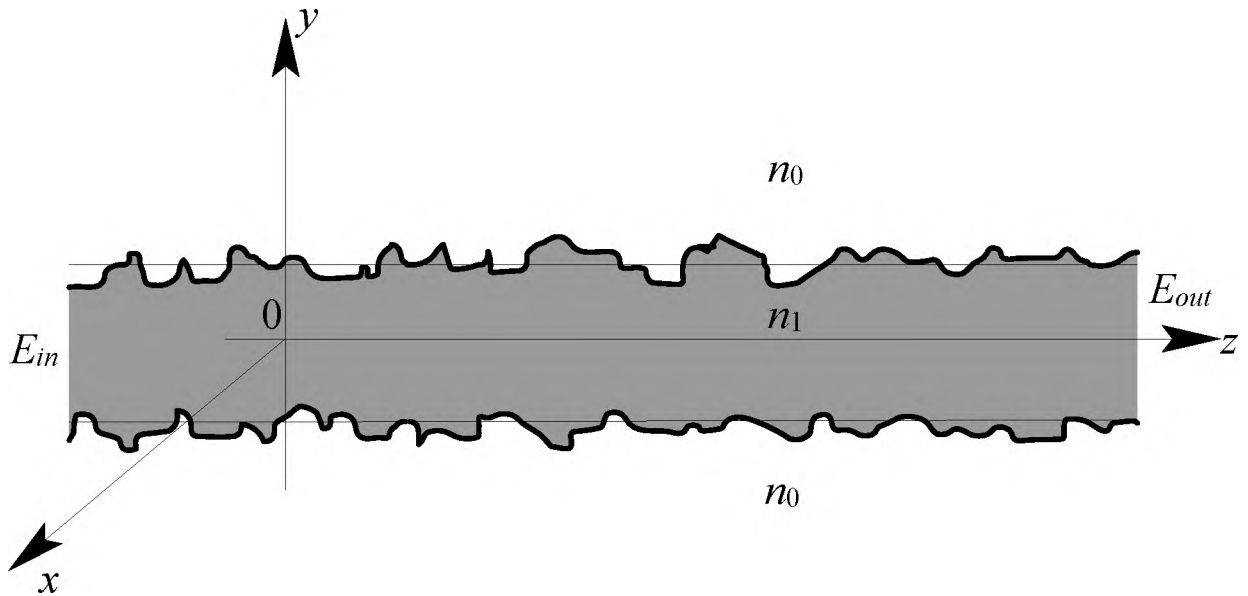


Рис. 2.13. Схема моделі оптичного хвилеводу.

Таким чином, лінійно поляризована оптична хвиля після багатьох відбивань від стінок хвилеводу проходить оптичний канал і виходить з нього. Амплітуду l раз відбитого променя можна представити у наступному вигляді:

$$\vec{E}_{out}^N = \mathbf{M}_N \mathbf{L}_{N-1} \vec{E}_{out}^{N-1} = \mathbf{M}_N \mathbf{L}_{N-1} \mathbf{M}_{N-1} \mathbf{L}_{N-2} \dots \mathbf{M}_1 \vec{E}_{in}, \quad (2.29)$$

де оператор \mathbf{L} – оператор поширення (2.4). На відміну від випадку багат шарового розсіювання, тут має місце не суперпозиція суми парціальних хвиль, а послідовне багаторазове розсіяння однієї хвилі. Очевидно, що в даному випадку гранична (при $N \rightarrow \infty$) деполяризація випромінювання не залежить від показника заломлення і дорівнює 1.

Параметри хвилеводу були вибрані наступними: ширина 50мкм, показник заломлення серцевини $n=1.5$, оточуюче середовище вважаємо повітрям. Статистика неоднорідностей поверхні розділу вибрана такою ж, як

і в попередньому випадку. Залежність ступеня деполаризації когерентного випромінювання в залежності від кількості актів розсіювання (довжини оптичного каналу) для випадку поширення світла оптичним хвилеводом подано на **Рис. 2.14**.

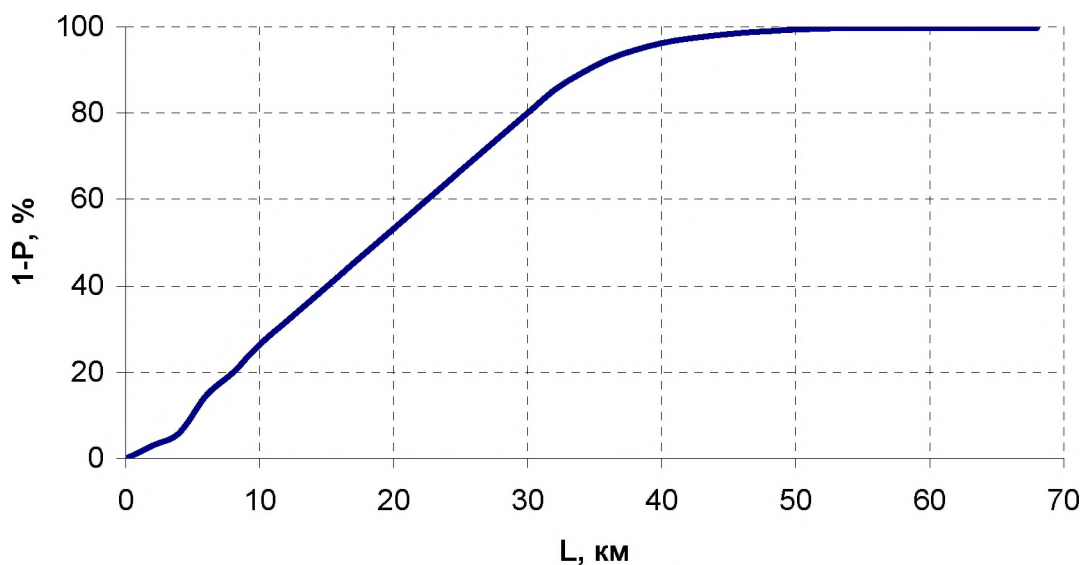


Рис. 2.14. Залежність ступеня деполаризації від кількості відбивань для моделі з повним відбиванням.

Треба зауважити, що розглянутий випадок характеризується відсутністю залежності від показника заломлення і не має рівня залишкової поляризації. Це достатньо легко пояснити: відбувається послідовне розсіювання світла і кожен наступний акт розсіювання вносить додаткову деполаризацію.

2.4.3. Послідовне розсіювання світла у відкритому резонаторі

Ідея багаторазового розсіювання полягає в послідовному розсіюванні когерентного випромінювання на неоднорідностях поверхні [74].

Для створення умов багаторазового розсіювання слід використати схему, що зображена на **Рис. 2.15**. Оптична хвиля з повітря падає на дифузну гомогенну поверхню RS з заданим показником заломлення n . В якості

дифузної поверхні RS розглядався діелектричний зразок, що має дифузну грань. Дифузна поверхня характеризувалась випадковими змінами висот рельєфу, що вважалися незалежними змінними з гаусівською статистикою і заданими дисперсією σ та радіусом кореляції r_K . Частина енергії хвилі, що розсіюється на нерівностях поверхні і визначається формулами [75], попадає на напівпрозоре дзеркало BS₁ з заданим коефіцієнтом відбивання T . В свою чергу дзеркало пропускає частину енергії розсіяної хвилі і вона попадає на детектор, а та частина, що відбилась від дзеркала знову попадає на дифузну поверхню, на якій відбувається ще один акт розсіювання.

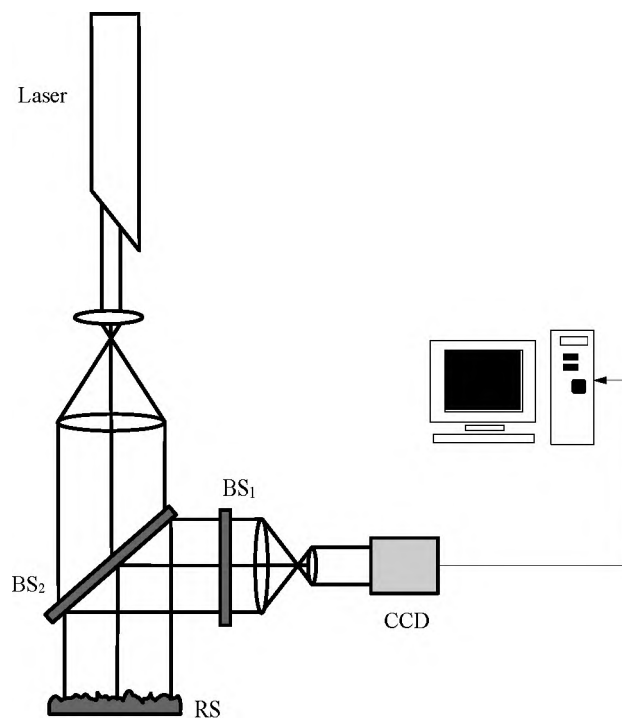


Рис. 2.15. Схема розсіювання з багаторазовим відбиванням. RS – дифузна поверхня, BS₁ та BS₂ – напівпрозорі дзеркала з різними коефіцієнтами пропускання.

Амплітуду відбитого променя під час l -того акту розсіювання від дифузної поверхні E_{out}^l можна представити у наступному вигляді:

$$\vec{E}_{out}^l = \mathbf{M} \vec{E}_{in}^l, \quad (2.30)$$

де \vec{E}_{in}^l амплітуда хвилі що попала на дифузну поверхню, а \mathbf{M} – матриця коефіцієнтів відбивання. Для першого акту розсіювання амплітуда падаючої хвилі \vec{E}_0 . Для кожного наступного розсіювання амплітуда буде визначатись через амплітуду попереднього акту розсіювання наступним чином:

$$\vec{E}_{in}^l(\vec{r}_l) = T \iint_{BS} \left[\iint_{RS} \vec{E}_{out}^{l-1}(\vec{r}_{l-1}) h(\vec{r}_{l-1}, \vec{R}) d\vec{r}_{l-1} \right] h(\vec{R}, \vec{r}_l) d\vec{R}, \quad (2.31)$$

де \vec{r}_{l-1} , \vec{r}_l – координати в площині розсіючої поверхні під час $l-1$ та l акту розсіювання, \vec{R} – координата в площині напівпрозорого дзеркала; $h(\vec{r}_{l-1}, \vec{R})$ та $h(\vec{R}, \vec{r}_l)$ є передаточними функціями при поширенні хвилі від дифузної поверхні до дзеркала і назад (від дзеркала до дифузної поверхні), які в загальному вигляді можна записати [76]:

$$h(\vec{r}, \vec{R}) = \frac{1}{i\lambda |\vec{r} - \vec{R}|} e^{ik|\vec{r} - \vec{R}|}. \quad (2.32)$$

В свою чергу поле на виході напівпрозорого дзеркала буде дорівнювати:

$$\vec{E}(\vec{R}) = (1 - T) \sum_l T^{l-1} \iint_{RS} \vec{E}_{out}^l(\vec{r}) h(\vec{r}, \vec{R}) d\vec{r}, \quad (2.33)$$

де амплітуда \vec{E}_{out}^l визначається співвідношенням (2.30) з урахуванням (2.31). Парціальні відбиті хвилі когерентно додаються в площині спостереження, в якій проводиться усереднення за статистикою рельєфу границь розділу.

На **Рис. 2.16**, наведені залежності ступеня поляризації p від дисперсії для середовищ з різними радіусами кореляції. Кількість актів розсіювання визначається показником пропускання дзеркала BS_1 . В даному випадку коефіцієнт пропускання становив 50%.

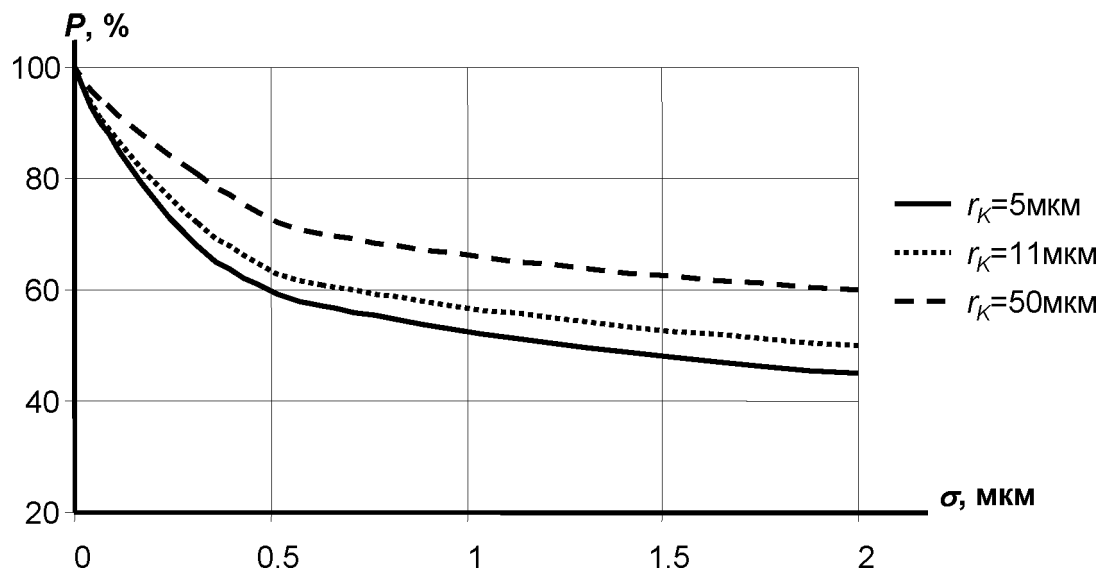


Рис. 2.16. Залежність ступеня поляризації для середовищ з різними дисперсіями та радіусами кореляції нерівностей.

З графіків дійсно можна бачити, що при багаторазовому розсіюванні ступінь поляризації розсіяного світла значно знижується.

Висновки до розділу 2

1. Розроблена теоретична модель взаємодії оптичної хвилі з поверхнями та середовищами з статистично неоднорідними параметрами, що враховує фазові спотворення у відбитій та заломленій компонентах.
2. Показано, що при взаємодії когерентної хвилі з фазово–неоднорідним середовищем виникає не лише випадковий розподіл у інтенсивності – так званий спекл, а й спостерігаються фазові неоднорідності – що можна вважати поляризаційним спеклом.
3. Використані моделі якісно підтверджують ефект суттєвої деполаризації когерентного випромінювання при розсіюванні дифузними поверхнями та середовищами з випадково розподіленими параметрами.
4. Показано, що при великих кутах розсіювання вже не достатньо враховувати одноразове розсіювання когерентних хвиль дифузними поверхнями, а потрібно переходити до систем з багаторазовим розсіюванням.

РОЗДІЛ 3.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ СТАТИСТИЧНИХ ТА ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ПАРАМЕТРІВ ДИФУЗОРІВ

РОЗДІЛ 3 присвячено експериментальному дослідженню поляризаційних ефектів при розсіянні когерентних хвиль статистично неоднорідними поверхнями і середовищами. Вплив параметрів розсіюючих середовищ на кореляційні властивості розсіяного випромінювання визначений в параграфі 3.1. Показано вплив кількості актів розсіяння на контраст сформованих спекл-структур при взаємодії когерентних хвиль з фазово неоднорідними екранами.

У параграфі 3.2 викладені методики вимірювання поляризаційних параметрів спеклів, а саме елементів вектора Стокса, матриці Мюллера, усередненого ступеню поляризації розсіяного поля та поляризаційного контрасту.

Параграф 3.3 присвячений визначенню експериментальних матриць Мюллера розсіяного випромінювання і впливу кількості актів розсіювання на елементи цих матриць. Вимірювання на еталонних дифузорах показали, що багаторазове розсіювання не призводить до анізотропії лазерного випромінювання, а лише змінює його ступінь поляризації.

3.1. Дослідження дифузних поверхонь за допомогою аналізу спекл-структури розсіяного випромінювання

На практиці профіль поверхні досліджують за допомогою прямих вимірів розподілу висот поверхні. Основним недоліком такого типа приладів є необхідність безпосереднього контакту шорсткої поверхні з зондом вимірювального приладу. Цей метод може призвести до виникнення дефектів поверхні. Оптичні методи діагностики не руйнують об'єкт дослідження. Інформацію про шорсткість отримують аналізуючи кореляцію між двома спекл-структурами, що отримані при зміні апертури, поляризації чи довжини хвилі лазерного випромінювання. Крім того, були запропоновані інші методи, що засновані на аналізі контрасту спекл-структури, в залежності від просторової та часової когерентності світлового випромінювання, що освітлює досліджувану поверхню [77].

Дослідження статистики неоднорідностей розсіюючих об'єктів за статистикою спеклів зазвичай відбувається в зворотно розсіяному або дифузно пропущеному випромінюванні. Варіації товщини об'єкта, його показника заломлення – все призводить до розсіяння світла і утворення спеклів. В цьому параграфі описані основні методики дослідження спеклової структури розсіяного випромінювання.

3.1.1. Особливості формування спекл-структур при розсіюванні когерентної хвилі дифузним прошарком кінцевої товщини

На **Рис. 3.1** представлений випадок дифузного розсіювання. За допомогою мікрооб'єктива O створюється пучок, що розходить, який освітлює дифузну поверхню RS . Розглянемо картину дифракції, яку будемо спостерігати на відстані, більшій за поперечний розмір зонduючого променя. Мікронерівності поверхні розсіюючого об'єкта спотворюють фазу хвилі і руйнують просторову когерентність пучка – ці спотворення і викликають появу спекл-структури в розсіяній хвилі.

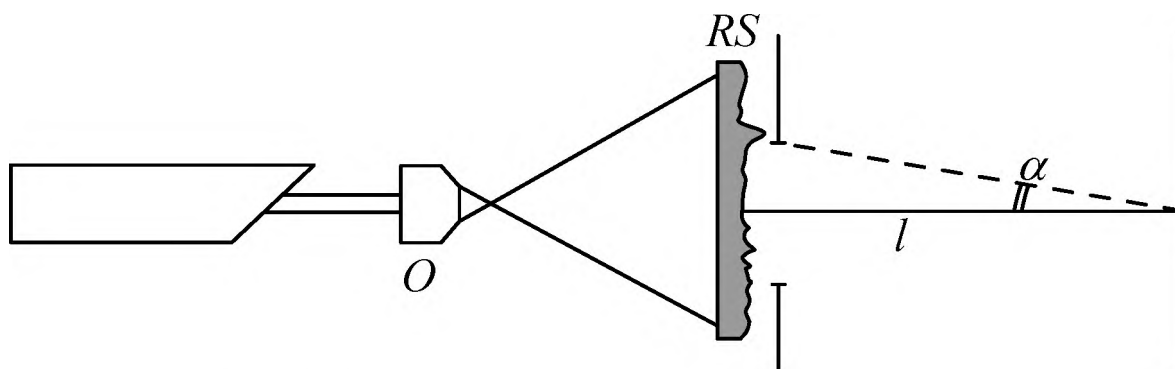


Рис. 3.1. Схема спостереження спекл-структури.

Припустимо, що за матовим склом знаходиться діафрагма, діаметр, якої $2a$ достатньо малий по відношенню до відстані між діафрагмою і екраном. Мінімальний діаметр спеклів δ в площині спостереження дається виразом [78]:

$$\delta = \frac{\lambda}{\alpha}; \left(\alpha = \frac{a}{l} \right). \quad (3.1)$$

Діаметр δ спеклів в площині спостереження не залежить від структури поверхні дифузного об'єкта, а залежить лише від довжини хвилі λ та кута α . Зміна відстані l від об'єкта до площини спостереження або діаметру отвору діафрагми a , дозволяє змінювати розмір зерен спекл-структури. При $\lambda=0,6\text{мкм}$ і $\alpha=1/10$ – діаметр плям буде порядку 6мкм . Від структури поверхні матового скла буде залежати розподіл плям в площині спостереження.

3.1.2. Залежність контрасту спеклів від характеристик поверхні

У випадку коли дифузний прозорий об'єкт освітлюється лазером (джерелом з когерентним у просторі і у часі випромінюванням) контраст спекл-структури в площині спостереження максимальний [78]. Якщо ж дифузний об'єкт освітлюється випромінюванням когерентним в часі, але з порушеною просторовою когерентністю, то контраст спекл-структури зменшується. В цьому випадку контраст спекл-структури сильно залежить

від шорсткості дифузної поверхні і, в даному випадку, виникає можливість тестування дифузних об'єктів, використовуючи вимірювання контрасту інтенсивностей. Схема спостереження спекл-структури наведена на **Рис. 3.2**.

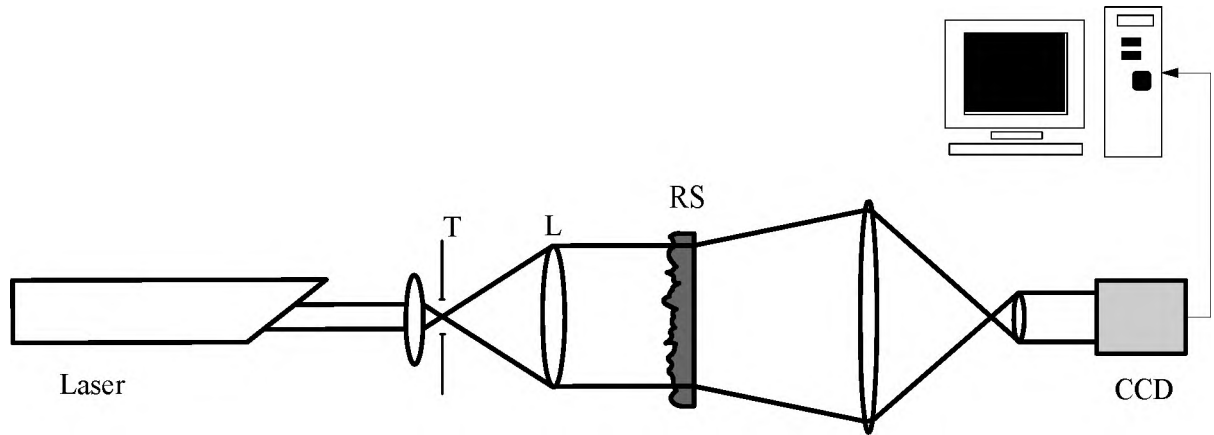


Рис. 3.2. Оптична схема експериментальної установки для дослідження формування спекл-структур.

Сформований, за допомогою телескопічної системи, лазерний пучок освітлює дифузну прозору поверхню *RS*. Зображення розсіяного випромінювання проектується на CCD камеру, яка дає можливість виміряти просторовий розподіл інтенсивності.

Ступінь просторової когерентності в площині *RS* можна визначити, використовуючи теорему Ван Циттерта–Церніке. За цією теоремою ступінь відносної когерентності точок, що розташовані в площині *RS* дається Фур'є – перетворенням розподілу інтенсивності в площині отвору *T* (обчисленим з використанням того, що отвір *T* освітлений когерентним світлом). Його амплітуда обчислюється виразом:

$$E = \frac{2J_1\left(k \frac{a}{f} \rho\right)}{k \frac{a}{f} \rho}. \quad (3.2)$$

де J_1 – функція Бесселя першого порядку, a – радіус діафрагми T , f – фокусна відстань лінзи L , ρ – відстань між двома точками, що розглядаються. Визначимо ступінь просторової когерентності в площині RS як значення величини ρ , що відповідає першому нулю функції E , тобто як:

$$\rho = \frac{1.22 \lambda f}{2a}. \quad (3.3)$$

При заданому значенні ρ контраст спекл-структури практично лінійно залежить від дисперсії σ_h . Схематично ця залежність на **Рис. 3.3**.

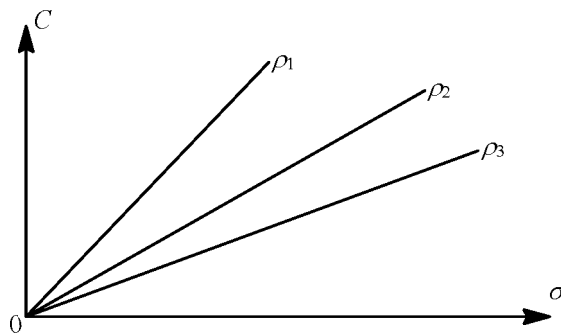


Рис. 3.3. Залежність контрасту спекл-структури від шорсткості.

Контраст спекл-структури C , визначається наступним чином:

$$C = \frac{\sqrt{\langle \Delta I^2 \rangle}}{\langle I \rangle}, \quad (3.4)$$

де ΔI – зміна інтенсивності I відносно середнього значення, $\langle I \rangle$ – середня інтенсивність випромінювання.

3.1.3. *Порушення просторової когерентності при багаторазовому розсіюванні*

У випадку використання структури з багаторазовим розсіюванням (див. **Рис. 2.10** розділ 2) порушення просторової когерентності буде спостерігатись

при проходженні світла крізь кожен шар такої структури. Таким чином, ступінь просторової когерентності ρ при збільшенні кількості розсіюючих шарів повинна зменшуватись і прямувати до нуля.

На **Рис. 3.4** показано порушення просторової когерентності і утворення спекл-структури для різної кількості розсіюючих шарів [79].

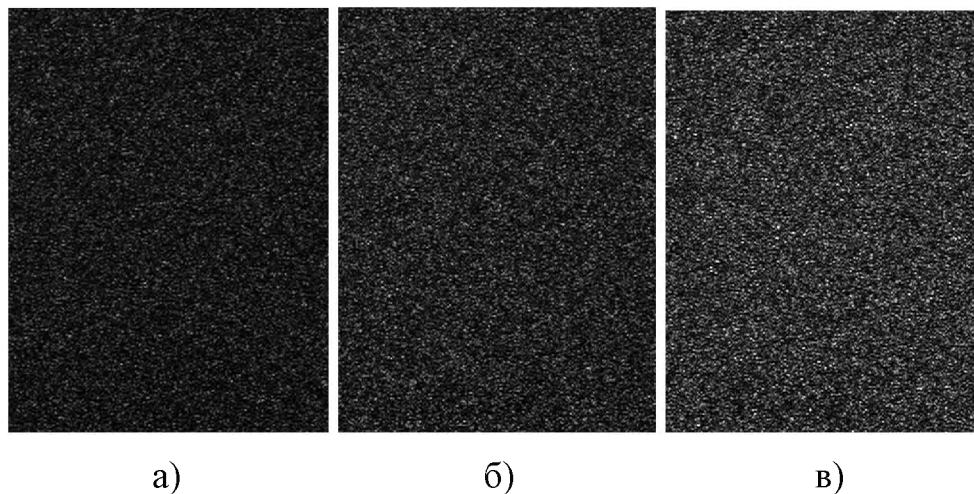


Рис. 3.4. Руйнування просторової когерентності і утворення спекл-структури для системи з багаторазовим розсіюванням. Середовище, що складається з 1 розсіюючого шару (**а**), середовище, що складається з 4 розсіюючих шарів (**б**), середовище, що складається з 8 розсіюючих шарів (**в**)

З **Рис. 3.4** видно що не лише руйнується просторова когерентність розсіяного світла, але й збільшується контраст спекл-структури. Збільшення контрасту свідчить про фазові спотворення розсіяної хвилі, що, в свою чергу, повинно призвести до просторової деполяризації лазерного випромінювання. Саме деполяризації лазерного випромінювання присвячені наступні параграфи.

3.2. Експериментальне забезпечення досліджень.

Перспективними методами діагностики статистично неоднорідних середовищ є поляризаційні методи аналізу дифузного світла, оскільки вимірювання ступеню поляризації є відносними (з точки зору вимірювання інтенсивності) та не залежать від флуктуацій інтенсивності в приймальному каналі. До того ж еліпсометрія – це один з найбільш чутливих серед неруйнівних оптичних методів діагностики [40, 46, 80]. На сучасному етапі існує багато експериментальних досліджень, які використовують для діагностики шорстких поверхонь поляризоване випромінювання [72, 81, 82], і подальша методика вимірювань або обробки результатів пов'язана з їх точною реєстрацією [80].

Звичайні фотодетектори можуть вимірювати лише інтенсивність, тому для вимірювання всіх шістнадцяти елементів матриці Мюллера (1.47) необхідно або проводити шістнадцять послідовних вимірювань, або використовувати модуляційні методи з наступною комп'ютерною цифровою обробкою сигналу фотодетектору. Все це обумовлює структуру експериментальної установки.

Найбільш перспективними методами вимірювання поляризаційних матриць є так звані модуляційні методи [83, 84]. Це пов'язано з тим, що модуляційні методи дозволяють проводити вимірювання у реальному масштабі часу [85], що є необхідною умовою при дослідженні різного роду об'єктів із флуктуючими параметрами (атмосферні утворення, хвильова водяна поверхня і т.д.). Основою цих вимірювань є неперервна, періодична зміна за заданим законом (модуляція) поляризації зонduючого випромінювання та аналіз стану поляризації випромінювання після взаємодії з досліджуваним об'єктом.

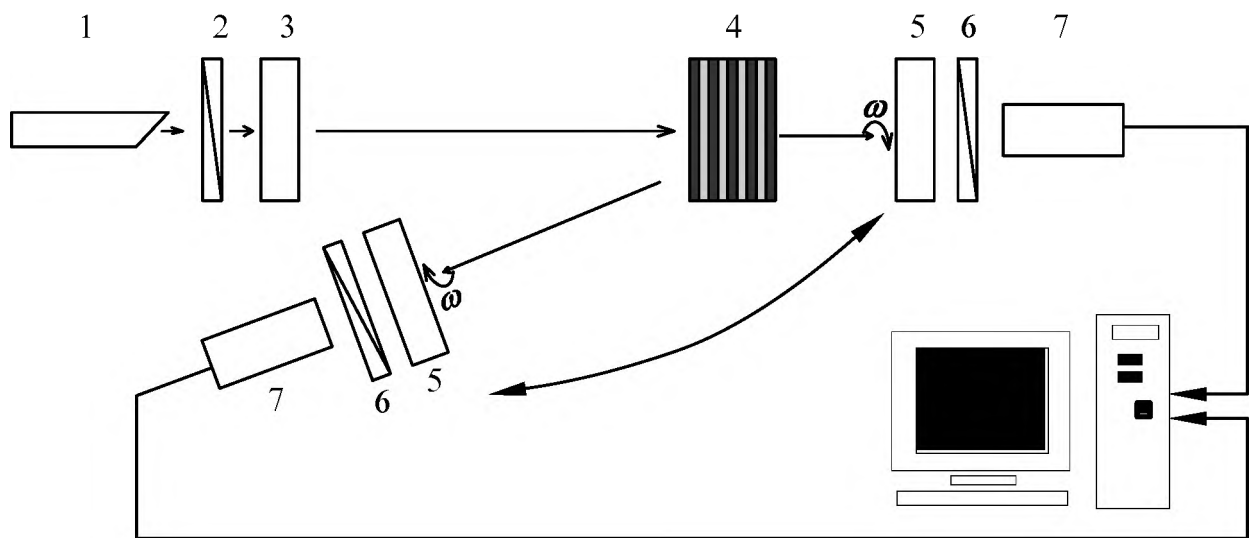


Рис. 3.5. Поляриметр для вимірювання матриць Мюллера заломленого та відбитого випромінювання при багаторазовому розсіянні.

1 – джерело світла; 2 – поляризатор, 3 – контрольована за допомогою комп'ютера чверть хвильова фазова платівка, 4 – зразок багатозарової досліджуваної структури, 5 – фазова платівка, 6 – аналізатор, 7 – фотодетектор. Фазова платівка 5 обертається для отримання повного набору компонент вектора Стокса при кожному куті спостереження.

Схема поляриметру, що реалізує ці методики вимірювання наведена на **Рис. 3.5.** Умовно його можна поділити на 2 частини: зонduючий та приймального каналів [43, 86]. Досліджуване середовище розташовується між цими двома компонентами пристрою. Канал зондування, у свою чергу, складається з наступних елементів: джерела електромагнітного випромінювання з ізотропною поляризацією (1), ідеального поляризатора (2) та чверть хвильової платівки (3), з комп'ютерно контрольованими азимутальними кутами повороту. Приймальний канал представляє собою пристрій для вимірювання вектору Стокса і включає в себе: чверть хвильову платівку (5), яка постійно обертається, фіксований аналізатор (6) та фотодетектор (7). Приймальний канал (елементи 5, 6, 7) побудований у двох варіантах: для дослідження прямого та зворотного розсіяння.

Фур'є-перетворення отриманого сигналу дає амплітуди певних гармонік, які пропорційні компонентам вектору Стокса. Основні математичні співвідношення стосовно цієї вимірювальної системи більш детально викладені у [87].

Похибка експериментально визначається за результатами вимірювань матриць Мюллера стандартних оптичних елементів і була оцінена зі співвідношення:

$$\delta M = \frac{\|M_{exact} - M_{def}\|}{\|M_{exact}\|}, \quad (3.5)$$

де M_{exact} та M_{def} точне і виміряне значення матриць Мюллера; $\|\bullet\|$ позначає метричну норму для матриць [88]:

$$\|M\| = \sqrt{\sum_{i,j} |M_{ij}|^2}. \quad (3.6)$$

Величина похибки при вимірюванні матриці Мюллера оцінена в такий спосіб ΔM не перевищувала 1–1,5% [89].

3.3. Експериментальна матриця Мюллера шорсткої поверхні. Тестові вимірювання на еталонних дифузорах.

Експериментальна перевірка отриманих співвідношень проводилася на моделі багат шарової структури, яка складалася з послідовності однотипних зразків матового скла з випадковим розподілом висот шорсткої поверхні. Типовий приклад профілограми поверхні показаний на **Рис. 1.1** (розділ 1).

Усі зразки були виготовлені в одному технологічному процесі та мали ідентичні розміри дисперсії висот та радіусу кореляції. Для визначення закону розподілу висот профілю за даними прямих профілометричних вимірювань поверхні була побудована вибіркова функція густини ймовірності:

$$p(h) = \frac{N(h \in [h - \Delta h, h + \Delta h])}{N_{\text{заг}}}, \quad (3.7)$$

де $N(h \in [h - \Delta h, h + \Delta h])$ – кількість експериментально визначених точок висот профілю яких попадають у проміжок від $h - \Delta h$ до $h + \Delta h$, $N_{\text{заг}}$ – загальна кількість дискретно виміряних точок профілю. Так визначена функція густини розподілу добре відповідає гаусівському закону (див. **Рис. 3.6.**) з середньоквадратичним відхиленням $\sigma = 1,1 \mu\text{м}$.

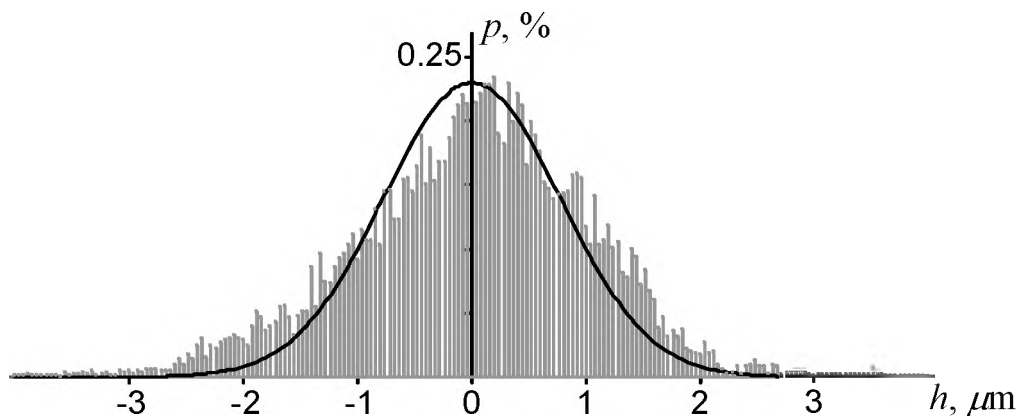


Рис. 3.6. Функція густини ймовірності розподілу висот (експериментальна та нормальна).

Аналогічно були проведені незалежні вимірювання автокореляційної функції профілів шорсткості. Оцінка автокореляційної функції для профілю поверхні визначалася відповідно до (1.7). Визначення середніх дисперсії та радіуса кореляції проводилось по 15 зразкам. Кількість експериментально виміряних точок профілю кожної поверхні $K=40000$. Отримана автокореляційна функція наведена на **Рис. 3.7**, оцінки параметрів якої становили $\sigma^2=1,21\text{мкм}^2$ і радіус кореляції по рівню $1/e$ $r_K=11,4\text{мкм}$. Саме ці числові значення використовувалися при аналізі експериментальних результатів.

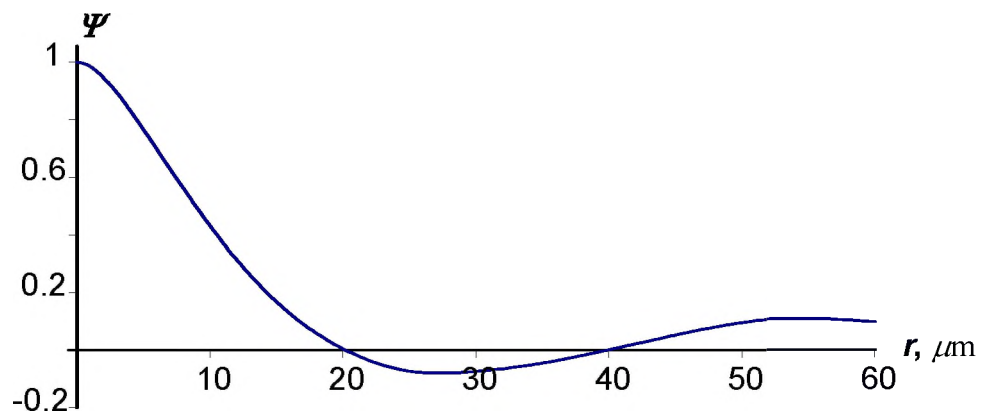


Рис. 3.7. Автокореляційна функція для дифузних поверхонь з параметрами $\sigma=1,1\text{мкм}$, $r_K=11,4\text{мкм}$.

Контрольовані умови розсіювання створювалися за допомогою введення між окремими шарами імерсійних рідин з різними показниками заломлення. При цьому статистика неоднорідностей зберігалася, а змінювався лише один її параметр – дисперсія довжини оптичного шляху в міжшаровому проміжку, що еквівалентно відповідній зміні дисперсії висот профілю.

Для експериментального визначення компонент матриці когерентності було використано метод модуляційної поляриметрії [83]. У загальному випадку пристрій дозволяє вимірювати елементи матриці Мюллера та

отримувати повну інформацію про поляризаційну структуру досліджуваного випромінювання. Схема поляриметра показана на **Рис. 3.5**.

В експериментах використовувалося випромінювання гелій–неонового лазера з довжиною хвилі 0.63мкм. Лазерний пучок розширювався до 10мм та освітлював зразок багат шарової структури при нормальному падінні.

Оскільки в наших експериментах використовували оптично ізотропні середовища, зміни поляризаційного стану можуть бути пов’язані лише з розподілом неоднорідностей поверхні. Іншими словами, ступінь поляризації світла на виході багат шарової структури не залежить від виду поляризації (кругова, лінійна чи еліптична) первинного (зонduючого) випромінювання, а залежить лише від ступеня поляризації. В матричному представленні це означає, що відсутні елементи матриці Мюллера, які визначають поворот осей поляризації (фазові оптичні елементи) [46]. В загальному випадку анізотропних об’єктів такий поворот осей поляризації існує.

Аналіз поляриметричних вимірювань показує, що матриця Мюллера ізотропного середовища при пропусканні світла (елементи з позначкою *thr*) має діагональну форму:

$$\mathbf{M}^{thr} = \begin{bmatrix} M_{11}^{thr} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_{22}^{thr} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33}^{thr} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_{44}^{thr} \end{bmatrix}, \quad (3.8)$$

а для середовищ зі зворотнім відбиванням (елементи з позначкою *out*) [46]:

$$\mathbf{M}^{out} = \begin{bmatrix} M_{11}^{out} & M_{12}^{out} & 0 & 0 \\ M_{21}^{out} & M_{22}^{out} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33}^{out} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_{44}^{out} \end{bmatrix}, \quad (3.9)$$

Проведені вимірювання були організовані наступним чином. Когерентне лінійно поляризоване лазерне випромінювання освітлювало

пакет пластин матового скла з ідентичними характеристиками шорстких поверхонь. Показник заломлення скла, з якого виготовлені зразки, становив 1,495. Для аналізу відповідності розглянутої моделі реальним процесам деполяризації когерентного випромінювання багат шаровим середовищем з неоднорідними границями використовувалися, як було сказано вище, імерсійні рідини з показниками заломлення 1,38 та 1,501. Для зручності порівняння з виразами (3.7) та (3.8), наведені всі елементи матриці M_{ij} на **Рис. 3.8** та **Рис. 3.9** (для заломленої хвилі) і на **Рис. 3.10** та **Рис. 3.11** (для відбитої хвилі).

Перший елемент матриці Мюллера M_{11} (**Рис. 3.8**) є функція, на яку нормують інші елементи матриці.

Надійність всіх результатів вимірювань матричних елементів M_{ij} перевірялася проведенням відповідних повних та неповних тестів, описаних в [89]. Зокрема, перевірялася необхідні умови $M_{11} \geq 0$ та $|M_{ij} / M_{11}| \leq 1$, які можна вважати неповним тестом.

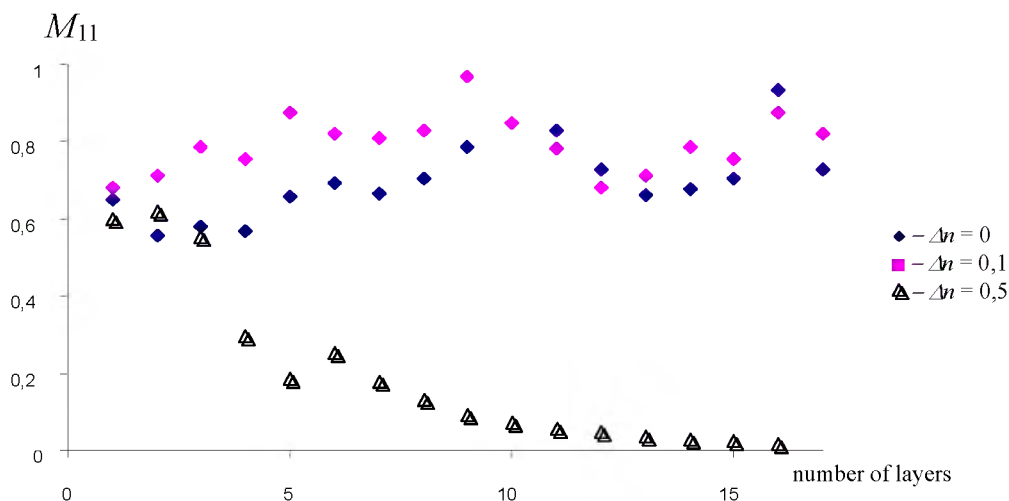


Рис. 3.8. Залежність першого елемента матриці Мюллера M_{11} для заломленої хвилі від кількості шарів багат шарової структури з різними імерсійними рідинами.

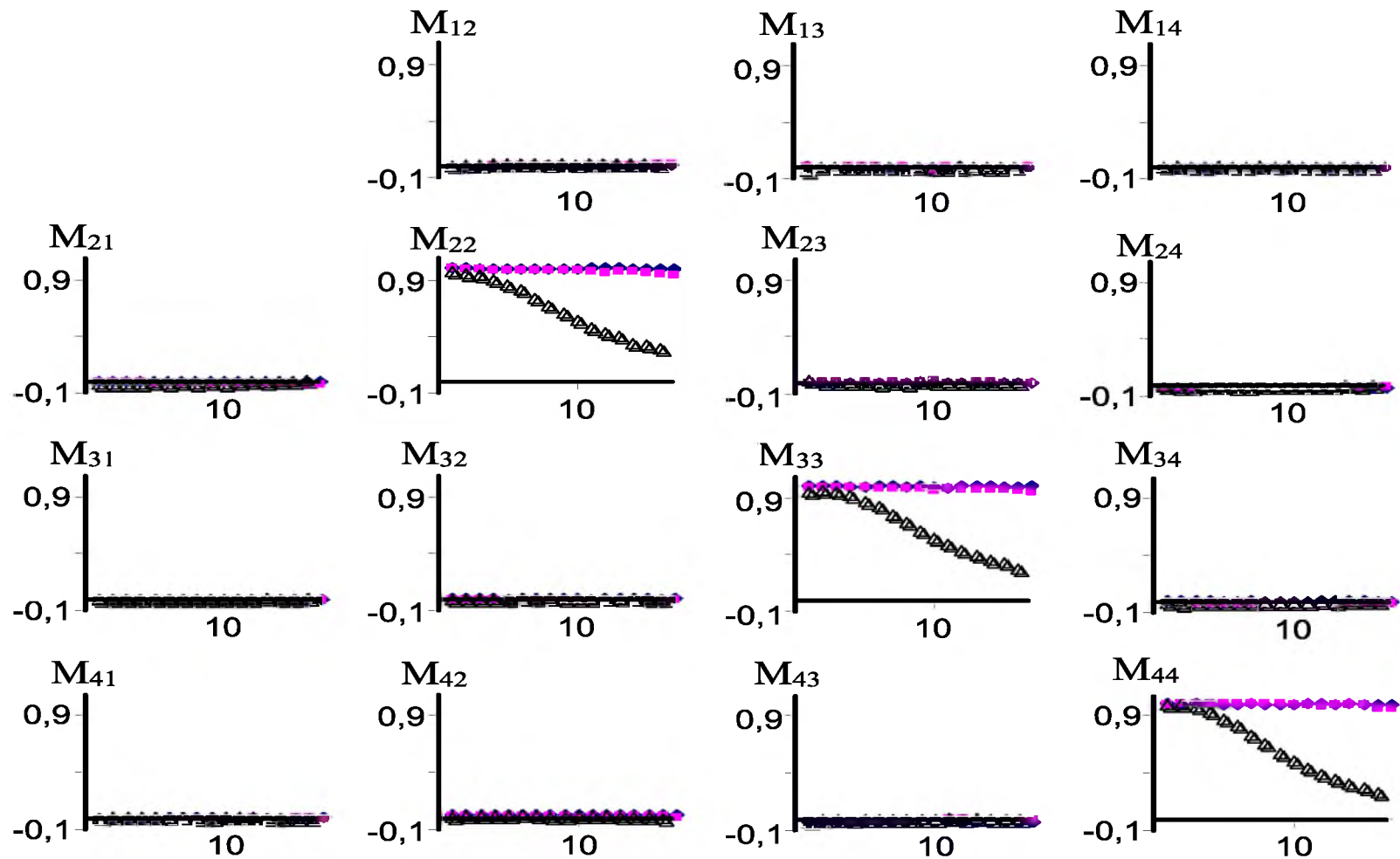


Рис. 3.9. Залежності нормованих елементів матриці Мюллера M_{ij} для заломленої хвилі від кількості шарів багатошарової структури з різними імерсійними рідинами.

Взагалі кажучи, повний тест відповідає аналізу всіх ненульових елементів матриці Мюллера (аналіз на виникнення анізотропії, нелінійних явищ, тощо). Але у більшості випадків застосування неповного тесту є достатнім з урахуванням похибки вимірювань.

Матриці Мюллера для зворотно відбитої хвилі показані на **Рис. 3.10** та **Рис. 3.11**. Відповідно, для першого елемента матриці Мюллера M_{11} результати представлені на **Рис. 3.10** та залежності для всіх інших нормованих елементів M_{ij}/M_{11} – на **Рис. 3.11**.

Видно, що елементи матриці Мюллера M_{33} і M_{44} зворотно розсіяного світла менші від нуля. Це, в свою чергу, не означає, що дане середовище є анізотропним, а лише те що йде зворотне розсіювання випромінювання [41, 90]. В схемі розсіювання, приведений на **Рис. 2.1** (розділ 2), компонента поля $E_{out\parallel}$ буде мати додатковий набіг фази, що і обумовлює появу від’ємних значень елементів матриці Мюллера M_{33} і M_{44} .

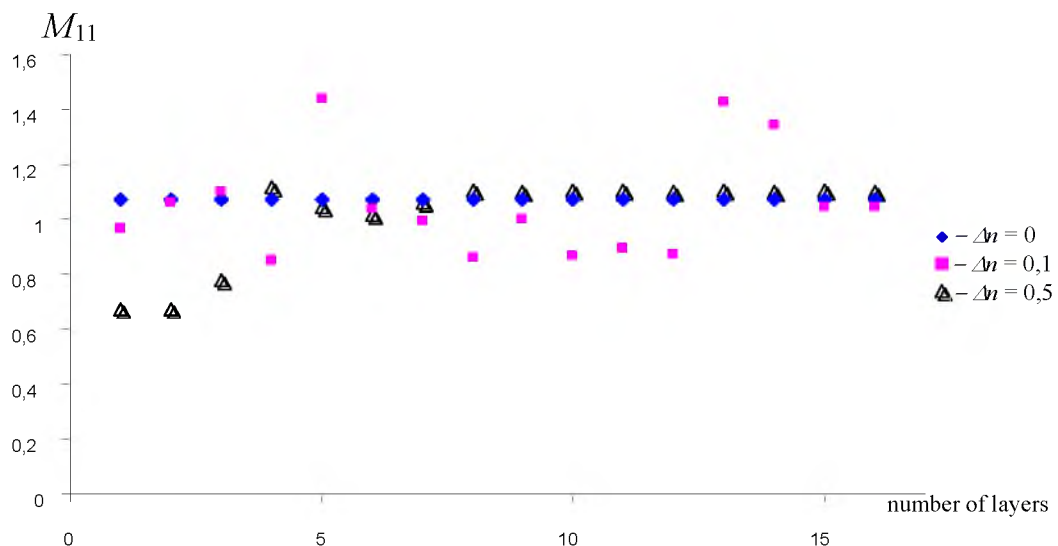


Рис. 3.10. Залежність першого елемента матриці Мюллера M_{11} відбитої хвилі від кількості шарів для багатошарової структури з різними імерсійними рідинами.

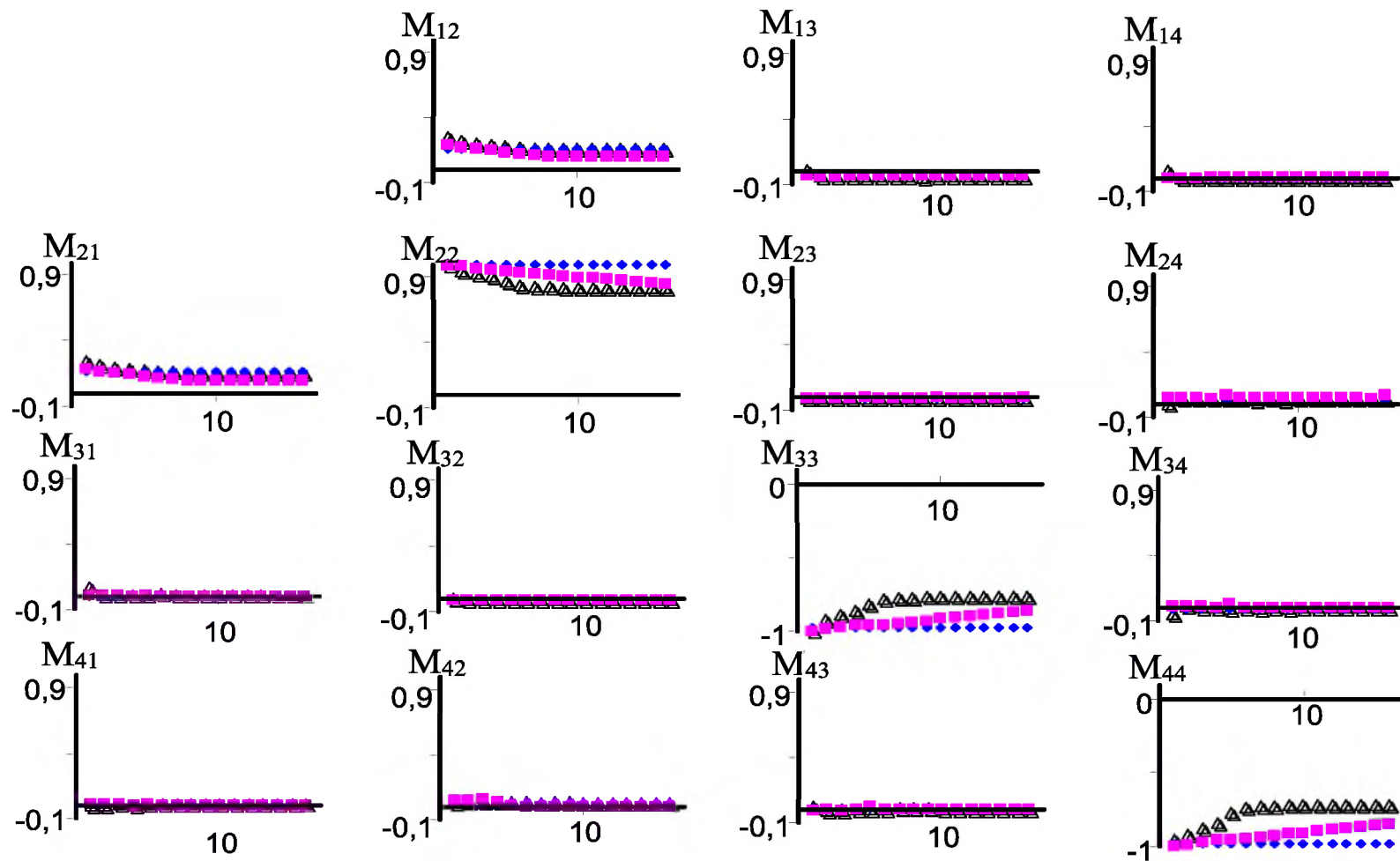


Рис. 3.11. Залежності нормованих елементів матриці Мюллера M_{ij} для відбитої хвилі від кількості шарів багат шарової структури з різними імерсійними рідинами.

Основні результати вимірювань ступеню поляризації показані на **Рис. 3.12** та **Рис. 3.13** для заломленої та відбитої хвиль відповідно. Неперервні лінії відповідають чисельним розрахункам при визначених вище параметрах розсіючої поверхні.

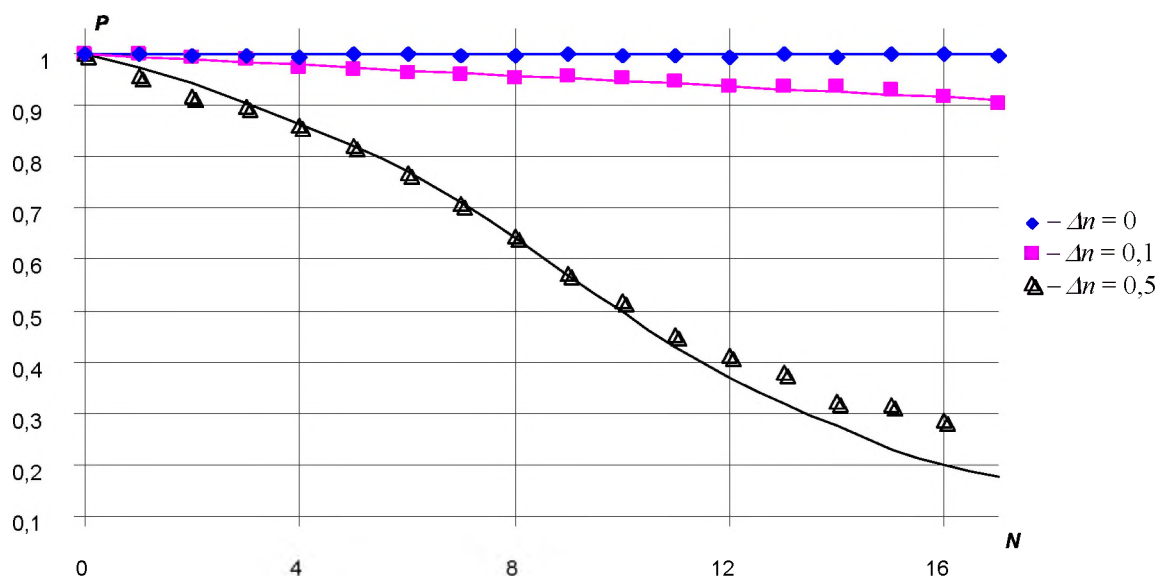


Рис. 3.12. Залежності ступеню поляризації від кількості шарів структури (заломлена хвиля) для різних імерсійних рідин.

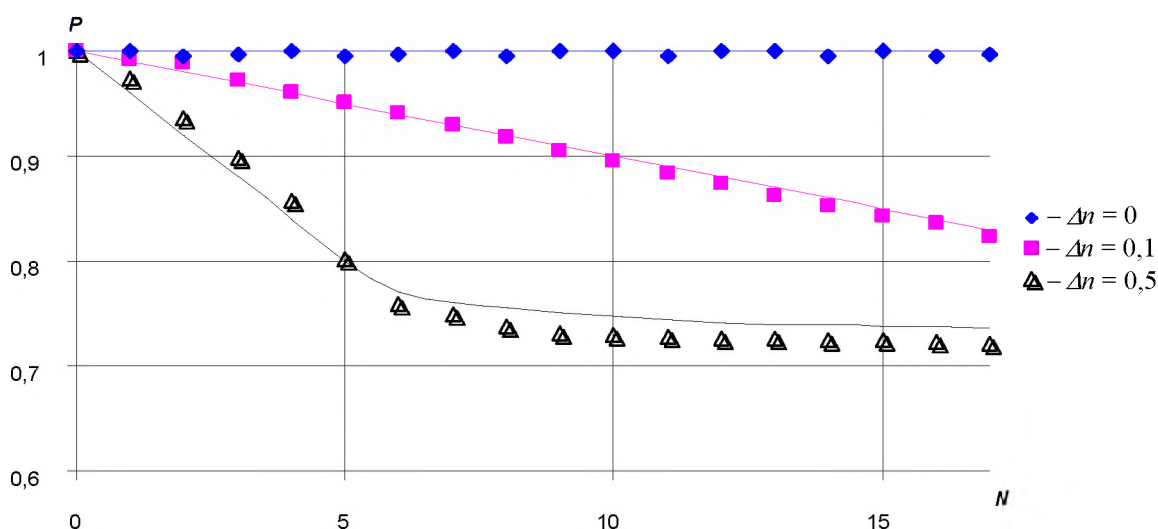


Рис. 3.13. Залежності ступеню поляризації від кількості шарів структури (відбита хвиля) для різних імерсійних рідин.

Як можна бачити, ступінь поляризації розсіяного випромінювання залежить не тільки від загальної кількості, але і від показників заломлення імерсійних рідин, тобто від еквівалентної шорсткості границі поділу. Для пояснення таких залежностей нагадаємо, що зміна поляризації випромінювання на границі двох шарів з різними показниками заломлення за формулами Френеля залежить від різниці показників заломлення Δn . Якщо, умовно кажучи, $\Delta n = 0$, хвиля залишається повністю поляризованою оскільки цей випадок означає просто відсутність границі, і відповідно, відсутність розсіювання на ній. При $\Delta n \neq 0$ завдяки нахилу хвильового вектора по відношенню до площини сегмента границі має місце локальна зміна поляризації заломленої та відбитої хвиль. При цьому випромінювання стає частково поляризованим через стохастичність орієнтацій сегментів. Збільшення кількості шарів середовища, як і збільшення Δn , приводить до збільшення цього ефекту [90].

Існує добре помітна різниця між залежностями для заломленої (**Рис. 3.12**) та відбитої хвиль (**Рис. 3.13**). Її можна пояснити присутністю поляризованої компоненти, яка обумовлена відбиттям від декількох (в залежності від показника заломлення) перших границь майже повністю поляризованої хвилі, а інтенсивності цих компонент складають значну частку падаючого променя (див. розділ 2).

Висновки до розділу 3

1. Показані особливості формування спекл-структур при розсіюванні когерентних хвиль хаотичним фазовим екраном. Виміряні розподіли доводять твердження про збільшення контрасту спекл-структури зі збільшенням актів розсіювання.
2. При розсіянні поляризованого когерентного випромінювання шаруватим діелектриком з статистично неоднорідними границями між шарами спостерігається ефект утворення просторово деполаризованої компоненти, що є за своєю природою аналогом фазових інтерференційних явищ при формуванні плямових структур в однорідно поляризованому випромінюванні.
3. Проведене порівняння поляризаційних вимірювань рельєфу шорстких поверхонь з прямими профілометричними вимірюваннями показало надійну кількісну узгодженість результатів.

4.1 Моделювання зміни стану поляризації.

При взаємодії випромінювання з поверхнями реальних об'єктів для активних поляриметрів на основі поляриметричної двулучевої функції відбивної здатності.

$$f(\theta_i, \phi_i, \theta_r, \phi_r, \lambda) = \frac{dL_r(\theta_r, \phi_r)}{dE(\theta_i, \phi_i)} sr^{-1} \quad (1)$$

де λ - довжина хвилі, L_r - яскравість поверхні в Вт/(м ср),

E –освітлення поверхні в Вт/м².

Якщо розглядати падаюче і відбите випромінювання як вектори Стокса, то двох променеву функцію відбивної здатності називають поляриметричною і вираз 1 приймає вигляд:

$$\begin{pmatrix} dL_0 \\ dL_1 \\ dL_2 \\ dL_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_{00} & f_{01} & f_{02} & f_{03} \\ f_{10} & f_{11} & f_{12} & f_{13} \\ f_{20} & f_{21} & f_{22} & f_{23} \\ f_{30} & f_{31} & f_{32} & f_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dE_0 \\ dE_1 \\ dE_2 \\ dE_3 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Якщо розглядати поверхню як набір мікроелементів (рис. 1), кожна з яких відображає по закону Френеля, то визначається наступним чином:

$$F = F_s + F_d \quad (3)$$

де F_s - дзеркальна складова, F_d - диффузна.

У свою чергу дзеркальна складова включає в себе наступні компоненти:

$$F_s = \frac{MA_f GP(\theta_N)}{4 \cos \theta_i \cos \theta_r} \quad (4)$$

де A_f - площа осередку, G - параметр затінення, $P(\theta_N)$ - функція щільності осередків, M - матриця Мюллера, описує Френелевську відображення.

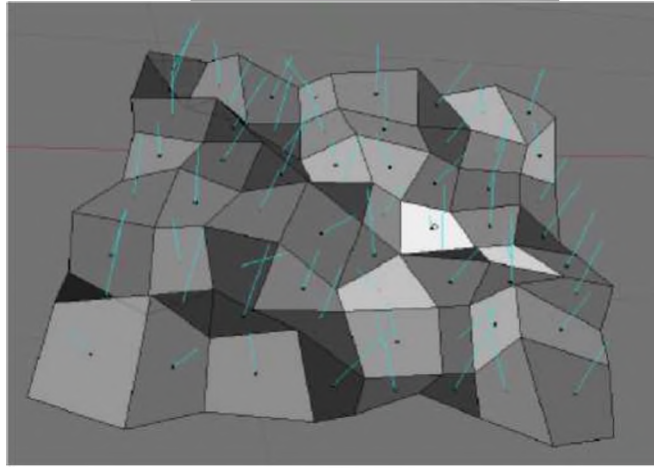


Рис. 1 Поверхня як набір мікро фасеток

Функція щільності осередків $P(\theta_N)$ пов'язує розподіл відбитого випромінювання зі статистичними параметрами шорсткості поверхні.

$$p(\theta_N) = \frac{B}{2\pi\sigma^2 \cos^4(\theta_N)} \exp\left(\frac{-\tan^2(\theta_N)}{2\sigma^2}\right) \quad (5)$$

Ця функція містить два параметри: σ - характеризує шорсткість поверхні, B - параметр зсуву. Значення σ , що прагне до нуля, характеризує поверхню, близьку до дзеркальної, що прагне до одиниці - більш шорстку. θ_n - кут між нормаллю до поверхні комірки і нормаллю до поверхні об'єкту. Внесок функції щільності осередків в формулі характеризує напрямок максимуму відбитого випромінювання (рис. 2, 3).

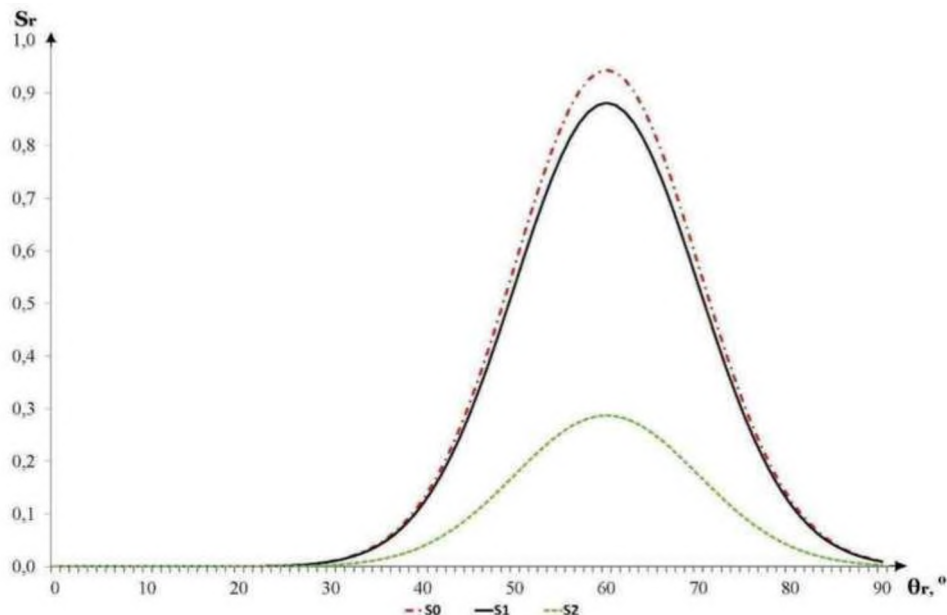


Рис. 2 Кутовий розподіл параметрів вектора Стокса відбитої хвилі для мідної поверхні при куті падіння 60 градусів і $\sigma = 0,1$.

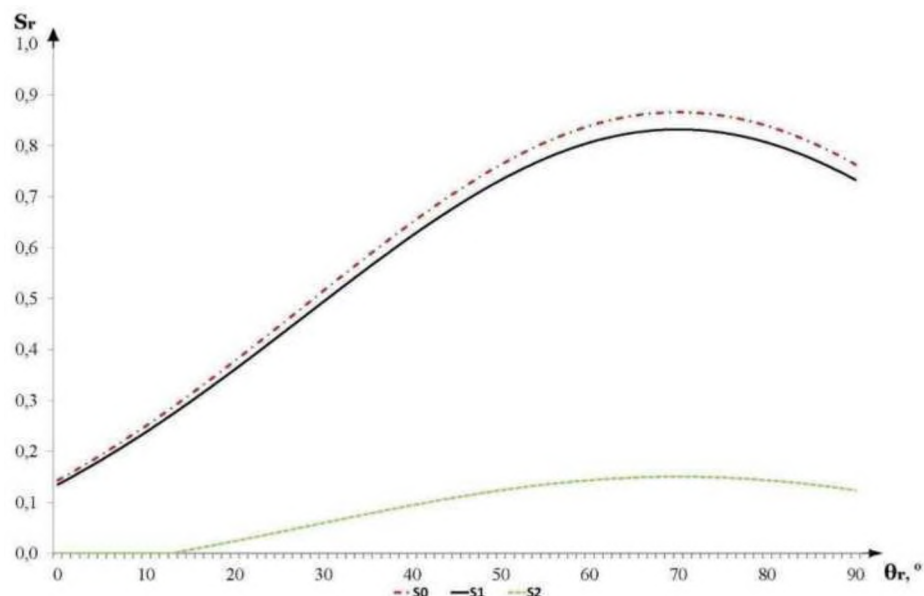


Рис. 3 Кутовий розподіл параметрів вектора Стокса відбитої хвилі для мідної поверхні при куті падіння 60 градусів і $\sigma = 0,5$

Функція затінення G має важливий фізичний зміст в моделі. У разі, якщо кути падіння і спостереження не збігаються, з'являються ефекти, пов'язані з затемненням. При цьому деякі мікрофасеточні елементи можуть бути не висвітлені через те, що сусідні осередки закривають джерело світла. Також можливо, що деякі освітлені осередки не видно спостерігачеві через сусідніх осередків. Ці ефекти називаються відповідно «затемнення» і «маскування» в класифікації Торранса-Спарроу. Крім того, можливе одночасна присутність ефектів маскування і затемнення. Загальним результатом цих ефектів є аттенюація дзеркального відображення.

$$G = S_{MB} = \frac{1 + \frac{\theta_N}{\Omega} e^{-2\beta/\tau}}{1 + \frac{\theta_N}{\Omega}} \quad (6)$$

де Ω і τ - параметри функції затемнення.

В процесі чисельного моделювання встановлено присутність відмінності в залежності ступеня поляризації (DOP - degree of polarization) від кута відбиття при різних складах вектора Стокса падаючого випромінювання (рис. 4,5), які дозволяють при ідентифікації матеріалу об'єкта відмовитися від вимірювання DOP при різних кутах віддзеркалення, проводячи вимірювання при різних складах вектора Стокса падаючого випромінювання, що скоротить трудомісткість при проведенні поляриметричних дослідженнях віддалених

об'єктів і підвищить швидкодію системи. Значення фізичних параметрів об'єкта можуть бути отримані шляхом рішення системи рівнянь:

$$\left\{ \begin{aligned} DOP(1) &= \frac{\sqrt{(s'_0(1)f_{10} + s'_1(1)f_{00})^2 + (s'_2(1)f_{22} + s'_3(1)f_{23})^2 + (s'_2(1)f_{32} + s'_3(1)f_{33})^2}}{s'_0(1)(f_{00} + V_{mb}) + s'_1(1)f_{10}} \\ DOP(2) &= \frac{\sqrt{(s'_0(2)f_{10} + s'_1(2)f_{00})^2 + (s'_2(2)f_{22} + s'_3(2)f_{23})^2 + (s'_2(2)f_{32} + s'_3(2)f_{33})^2}}{s'_0(2)(f_{00} + V_{mb}) + s'_1(2)f_{10}} \\ DOP(j) &= \frac{\sqrt{(s'_0(j)f_{10} + s'_1(j)f_{00})^2 + (s'_2(j)f_{22} + s'_3(j)f_{23})^2 + (s'_2(j)f_{32} + s'_3(j)f_{33})^2}}{s'_0(j)(f_{00} + V_{mb}) + s'_1(j)f_{10}} \end{aligned} \right. \quad (7)$$

Для практичної реалізації методу класифікації матеріалів по зміні стану вектора Стокса при одноразовому кутовому вимірі необхідно визначити кутовий діапазон, в якому запропонована модель дає достовірний результат.

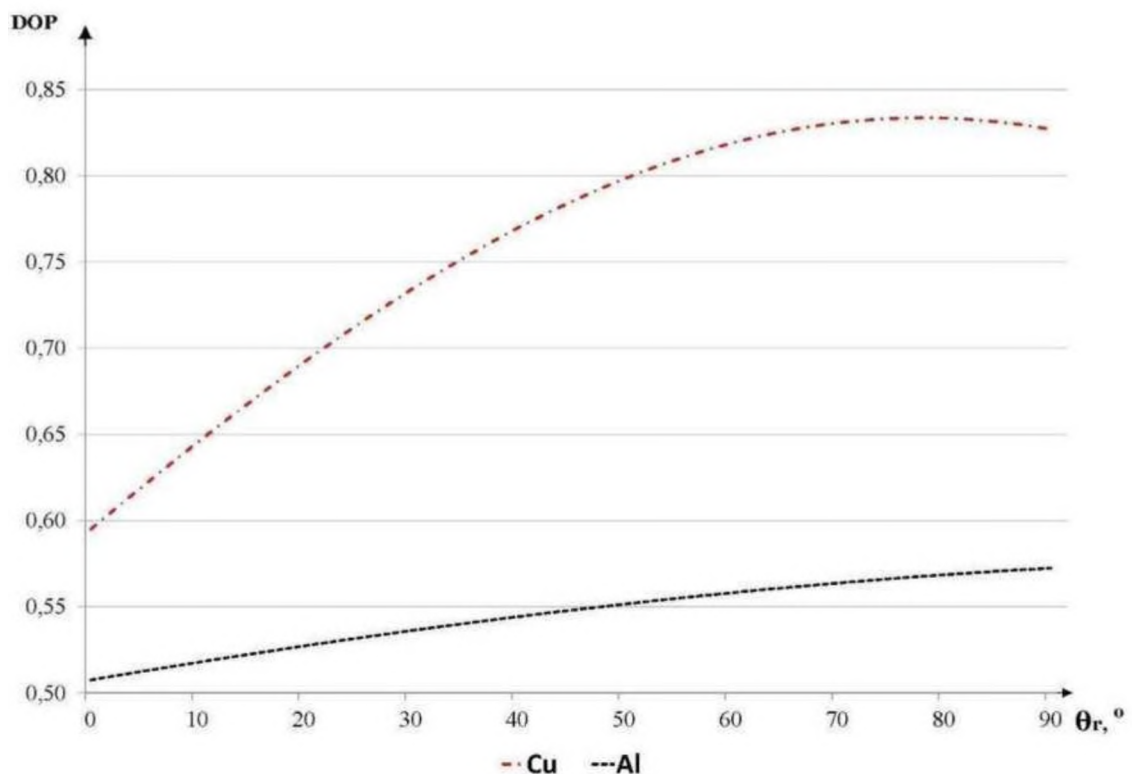


Рис. 4 Крива кутових залежностей степені поляризації для алюмінія та міді при куті падіння 60 градусів. Вектор Стокса $S=[1 \ 0.5 \ 0 \ 0]^T$

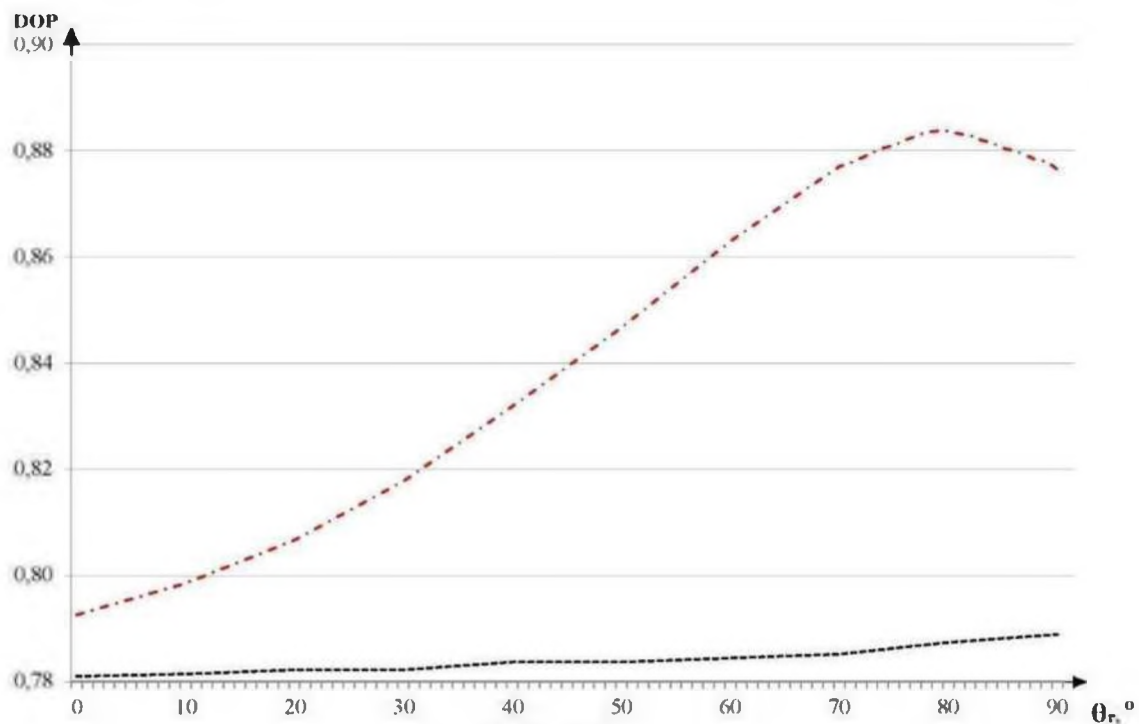


Рис. 5 Криві кутових залежностей степені поляризації для алюмінія та міді при куті падіння 60 градусів. Вектор Стокса $S = [1 \ 0.1 \ 0.8 \ 0.1]^T$

4.2 Результати експериментальних досліджень зміни стану вектора Стокса при взаємодії випромінювання з шорсткою поверхнею.

Для визначення меж застосування моделі для активних поляриметричних систем проведено порівняння кутових розподілів ступеня лінійної поляризації (LDOP) при різних кутах падіння випромінювання з вектором Стокса $[1010]$ на алюмінієві зразки з різним ступенем шорсткості.

Структура поверхні кожного зразка досліджена за допомогою скануючого зондового мікроскопа (СЗМ) Nanoeducator. Середньоквадратичне відхилення (СКО) результатів вимірювань лінійних розмірів по Z осі не більше 5%, СКО результатів вимірювань лінійних розмірів в площині XY не більше 5%, нелінійність сканування в площині XY не більше 30 нм, неортогональності сканера в площині XY не більше 5° , неплоскостність сканування в площині XY не більше 500 нм.

Табл. 1 Характеристики шорсткості зразків

Образец	Rmax, мкм	Ra, мкм
№1	16.286	2.617
№2	10.966	1.597
№3	3.153	0.539

Поляриметричні вимірювання проводилися за допомогою розробленого спектрального телевізійного поляриметра. В принциповій схемі приладу (рис. 6) світло від монохроматора по волоконному джгута подається в коліматор і далі через поляризатор направляється на об'єкт.

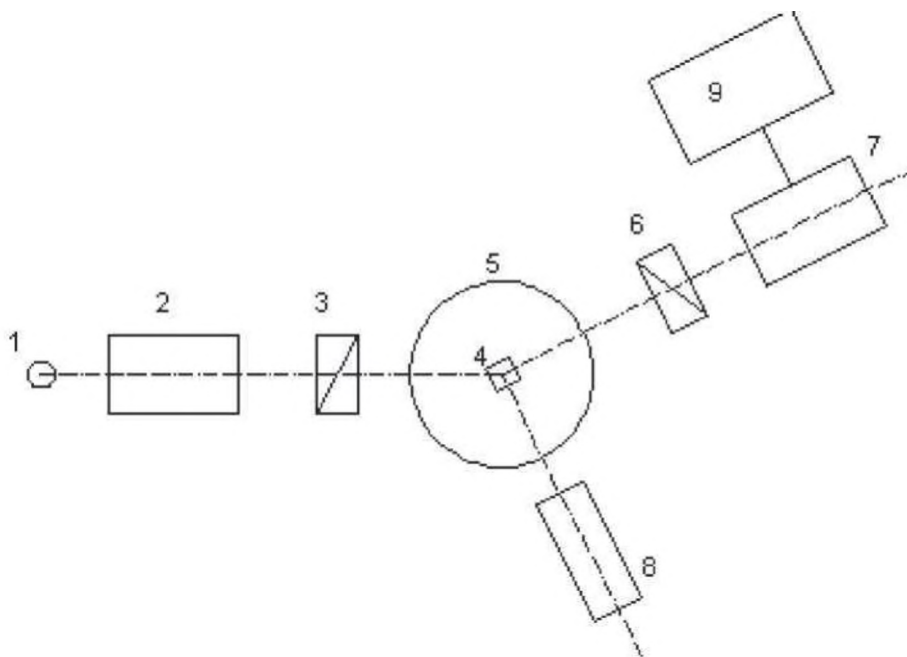


Рис. 6 а Функціональна схема комплексу 1 – джерело випромінення; 2 - коліматор; 3 - поляризатор; 4 – об'єкт; 5 - поворотний столик; 6 - аналізатор з шаговим двигуном; 7 - фотоприймач; 8- зорова трубка; 9 - ПК.

Світоводи на вході волоконного джгута мають лінійне розташування, утворюючи вихідну щілину монохроматора, на виході - гексагональну для сполучення з апертурою коліматора. Розбіжність пучка після виходу з коліматора становить 1 мрад. Після проходження випромінювання через прозорий об'єкт або відбиття від непрозорого, пучок проходить аналізатор, встановлений в модуль позиціонування, і потрапляє на ПЗС - матрицю телевізійної камери..

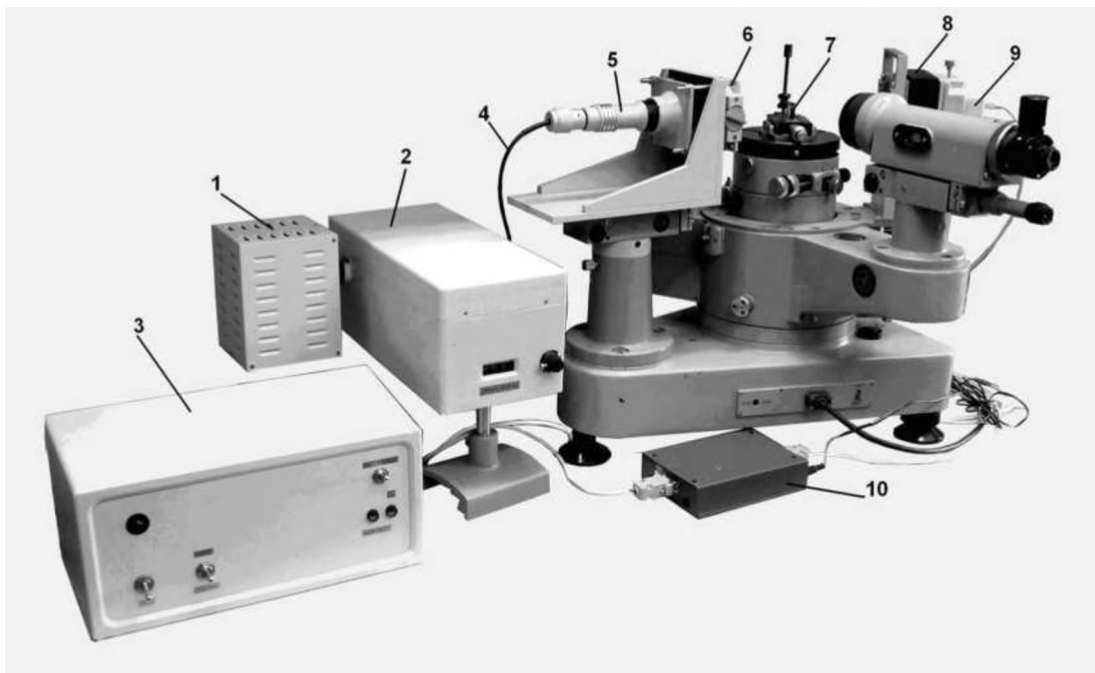


Рис. 6 б Спектральний телевізійний поляриметр в схемі гоніометра ГС-5. 1 - галогена лампа, 2 - монохроматор, 3 – блок живлення монохроматора, 4 - волоконний жгут, 5 - коліматор, 6 - поляризатор, 7 - об'єкт дослідження, 8 - шаговий привід з встановленим аналізатором, 9 - ПЗС-камера, 10 - контролер керування шаговим двигуном.

При вимірюванні параметрів поляризації по полю вихідні дані представляють собою набір двовимірних масивів розподілу інтенсивності..

$$\{I_{ij}\} = \begin{bmatrix} I_{11} & I_{12} & \dots & I_{1n} \\ I_{21} & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ I_{m1} & \dots & \dots & I_{mn} \end{bmatrix} \quad (8)$$

Реєстрація даних здійснюється методом обертового аналізатора з цифровим Фур'є перетворенням. Для оптимізації методу і скорочення машинного часу, потрібного для обробки даних, був застосований метод шаблонів, що полягає у виборі кроку повороту аналізатора таким чином, щоб коефіцієнти при значеннях інтенсивностей брали значення «1» або «0», в результаті обчислення зводяться до простих алгебраїчних операцій з матрицями:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

$$\begin{aligned}\{a_2\} &= \frac{2}{8} \sum_{i=0}^7 \{I_i\} \cos\left(\frac{4\pi}{8}i\right) = \frac{1}{4} \cdot 2 \cdot (\{I_0\} \cos 0^\circ + \{I_1\} \cos 90^\circ + \\ &+ \{I_2\} \cos 180^\circ + \{I_3\} \cos 270^\circ) = \\ &= \frac{1}{2} \cdot (1 \cdot \{I_0\} + 0 \cdot \{I_1\} - 1 \cdot \{I_2\} - 0 \cdot \{I_3\}) = \frac{1}{2} \cdot (\{I_0\} - \{I_2\}),\end{aligned}\quad (10)$$

$$\begin{aligned}\{b_2\} &= \frac{2}{8} \sum_{i=0}^7 \{I_i\} \sin\left(\frac{4\pi}{8}i\right) = \frac{1}{4} \cdot 2 \cdot (\{I_0\} \sin 0^\circ + \{I_1\} \sin 90^\circ + \\ &+ \{I_2\} \sin 180^\circ + \{I_3\} \sin 270^\circ) = \\ &= \frac{1}{2} \cdot (0 \cdot \{I_0\} + 1 \cdot \{I_1\} + 0 \cdot \{I_2\} - 1 \cdot \{I_3\}) = \frac{1}{2} \cdot (\{I_1\} - \{I_3\}).\end{aligned}\quad (11)$$

Досліджувані зразки опромінювалися лінійно поляризованим випромінюванням з довжиною хвилі 632 нм. Вектор Стокса падаючого випромінювання [1010]. Реєстрація проходила при положеннях аналізатора 0°, 45°, 90° 135°, з яких вираховувались величини компонент S₀, S₁, S₂ вектора Стокса відбитого випромінювання. Кут падіння змінювався в діапазоні 0 ° -60 ° з кроком 10 °. Сканування відбитого випромінювання проводилося в діапазоні 0 ° -60 ° з кроком 10 °.

Вирішуючи задачу мінімізації відхилення модельної кривої ступеня лінійної поляризації від експериментальних значень методом Левенберга - Марквард, були отримані залежності, представлені на рис. 7-9. В якості змінних були прийняті параметр зміщення В і σ, значення комплексного показника заломлення n = 1.24 k = 6.6, параметри функції затінення τ = 0.245 Ω = 4.349 і дифузійної складової ρ_v = 3.466E-03 ρ_d = 5.167E-03 взяті з довідника NEFDS (The Nonconventional Exploitation Factors Data System - база даних параметрів матеріалів для комп'ютерного моделювання на основі BRDF моделей).

Для всіх зразків спостерігається збільшення розходження між експериментальними і модельними залежностями при збільшенні кута падіння, а також при видаленні кута відбиття від кута падіння (рис. 7 -9).

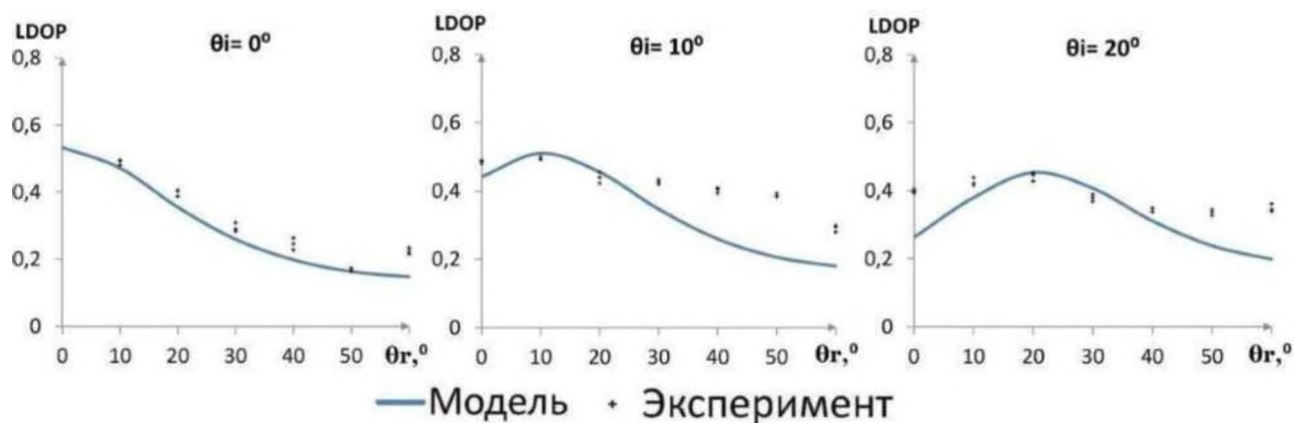


Рис 7 Порівняння експериментальних і модельних кутових залежностей LDOP для зразка №1 $\sigma=0,159$

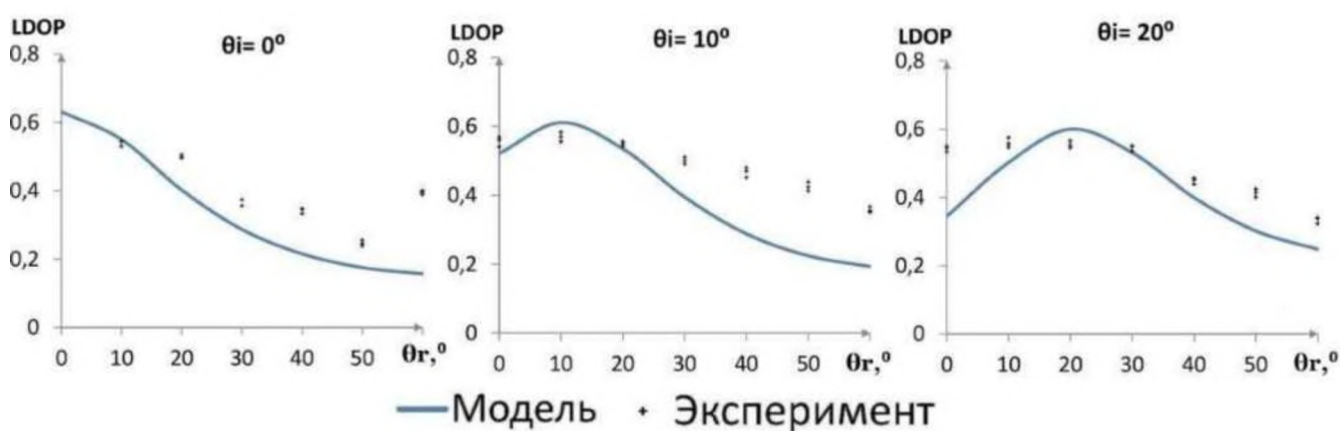


Рис. 8 Порівняння експериментальних і модельних кутових залежностей LDOP для зразка №2 $\sigma =0,133$

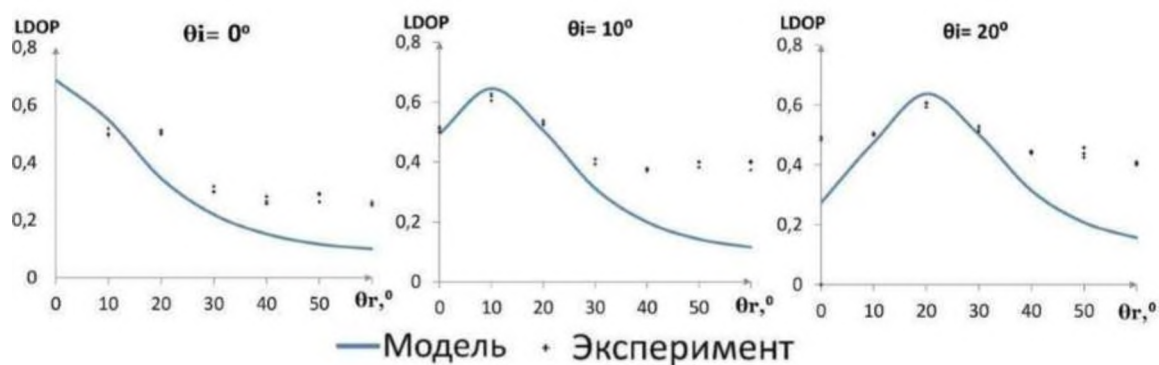


Рис. 9 Порівняння експериментальних і модельних кутових залежностей LDOP для зразка №3 $\sigma=0,106$

Відповідність теоретичних і експериментальних даних спостерігається поблизу кутів відбиття рівних куту падіння, зі збільшенням шорсткості поверхні і при збільшенні кута падіння розбіжність між модельними і експериментальними кривими збільшується.

Модель дає результати, що збігаються з експериментальними даними, при кутах падіння і відбиття в діапазоні від 0 ° до 30 ° для Ra порядку 0,5 мкм, при збільшенні шорсткості в п'ять разів кутовий діапазон, в якому модель працює, звужується в три рази і становить від 0° до 10°.

Таким чином, отримання інформації про шорсткості поверхні або матеріалі об'єкта шляхом вирішення системи рівнянь, отриманих з рівняння 2 при різних наборах вектора Стокса падаючого випромінювання, можливо для поверхонь з $Ra < 2.5$ мкм в кутовому діапазоні від 0 ° до 10 °.

5.3 дослідження якості ахроматичних фазових пластинок.

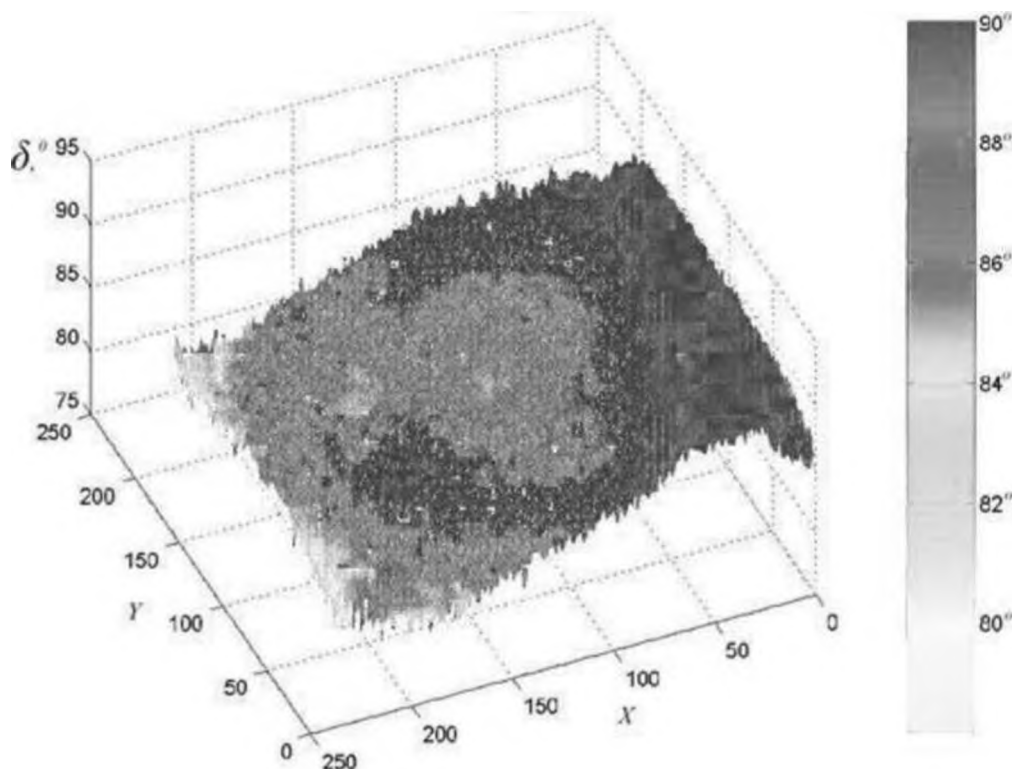
Спочатку була виконана величезна працездатність запропонованого методу шляхом порівняння результатів з вимірами за методом обертового аналізатора з точковим приймачем для тестової четвертьхвильової пластинки (рис.10). Фазовий зсув, що купується ортогональними компонентами при проходженні об'єкта, обчислюється за формулами:

$$\{\chi\} = \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \arctg \frac{\{b_2\}}{\{a_2\}} \quad (12)$$

$$\tg\{\gamma\} = \frac{\sqrt{\{a_0\} - \sqrt{(\{a_2\})^2 + (\{b_2\})^2}}}{\sqrt{\{a_0\} + \sqrt{(\{a_2\})^2 + (\{b_2\})^2}}} \quad (13)$$

$$\tg\{\delta\} = \frac{\tg\{2\gamma\}}{\sin\{2\chi\}} \quad (14)$$

Контрольне значення різниці фаз склало $\delta_{\text{He-Ne}}=83.52^\circ$. У перевірній установці кадр розміром 250 на 250 пікселів (рис. 12) був «вписаний» в коло пластинки, таким чином, діаметр пластинки склав 354 пікселя, а розмір центральної області, відповідної плямі лазера дорівнює 15 на 15 пікселів. Усереднене значення для центральної області, що складається з 225 значень, склало $\delta_{633\text{nm}}=83.45^\circ$.



10 Топограма величини фазового зсуву для пластинки при довжині хвилі 633 нм.

Проведений експеримент наочно демонструє перевагу використовуваної установки при контролі розподілу поляризаційних параметрів по полю об'єкта, тому що єдиний вимір в центральній області пластинки дає невірне уявлення про її якість, а сканування об'єкта занадто багато роботи. Показано, що за допомогою описаного в попередньому розділі приладу можливо давати кількісну оцінку основного параметра ахроматичних фазових пластинок (АФП) - зсуву фаз, за такими критеріями як спектральний діапазон (рис. 11), кутова залежність (рис. 12) і розподіл параметра по полю пластинки. На прикладі дослідження якості ахроматических фазових пластинок показана можливість використання розробленої установки для контролю якості фазозсувних оптичних елементів візуалізації поляриметрів.

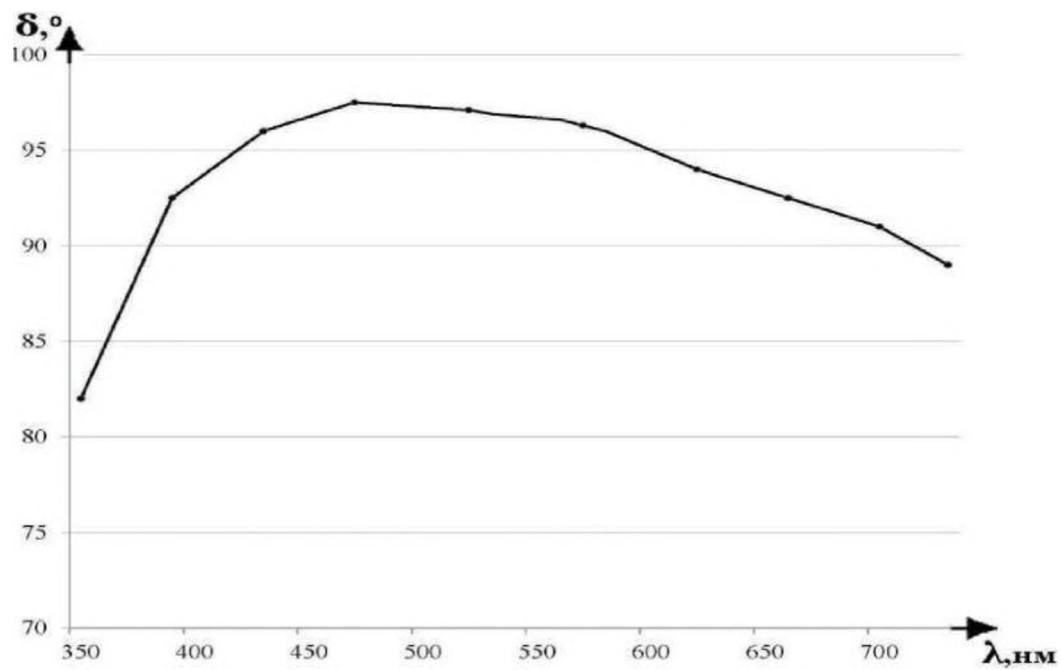


Рис. 11 Спектральна залежність фазового зсуву для АФП-3

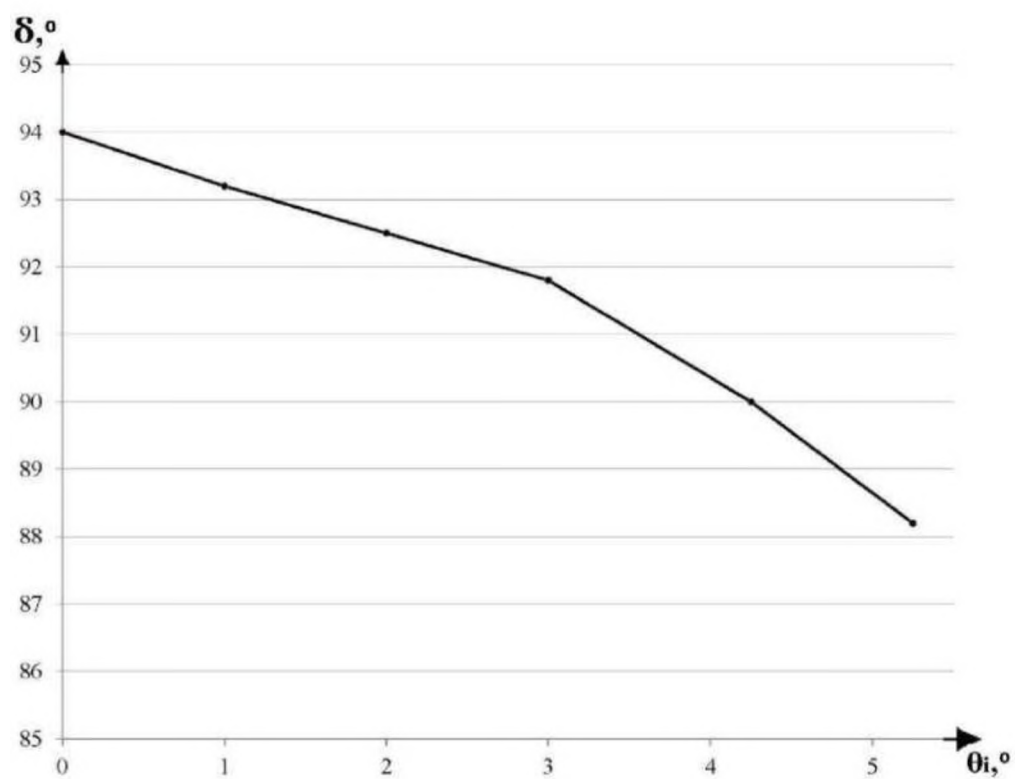


Рис. 12 Залежність фазового зсуву від кута падіння світла для АФП-3 при довжині хвилі 620 нм

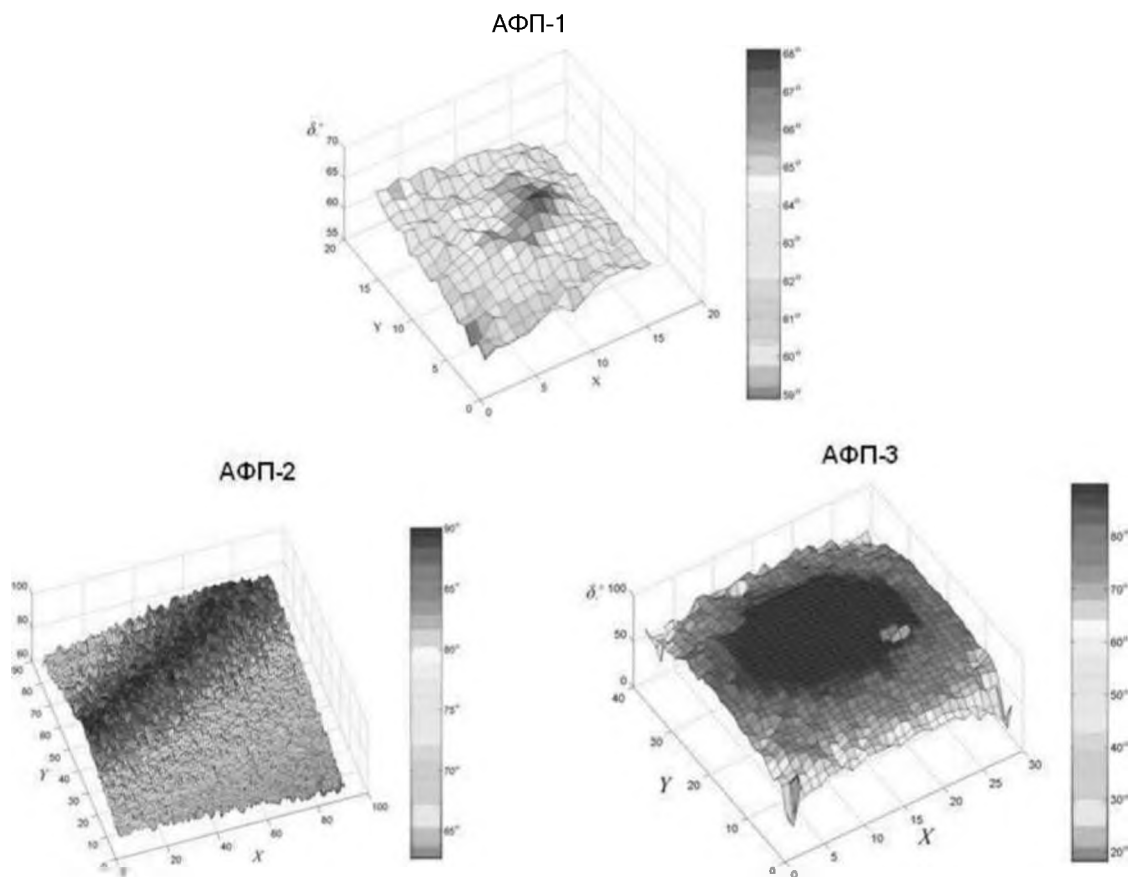


Рис. 13 Топографи розподілення величини фазового зсуву для досліджуваних ахроматичних фазових пластинок

На підставі результатів вимірювань, представлених на рис. 13, робиться висновок щодо їх застосування: АФП-3 може використовуватися як Чвертьхвильова пластика в межах апертури, яка визначається величиною центральної області. Відхилення величини фазового зсуву на деяких ділянках АФП-1,2 можуть бути компенсовані шляхом додавання в оптичну схему АФП з необхідними характеристиками.

Висновки до розділу 4

В процесі виконання роботи отримані наступні результати: розроблено рБКОБ-модель для активних поляриметрів, що описує зміну поляризаційних параметрів при взаємодії випромінювання з відомим станом поляризації з поверхнями реальних об'єктів. Встановлено, що аналітичні залежності ступеня лінійної поляризації випромінювання, отримані на підставі запропонованої моделі, можуть використовуватися для вирішення завдань класифікації матеріалів. Модель є працездатною при кутах падіння і відбиття в діапазоні від 0° до 30° для λ порядку 0,5 мкм, при збільшенні шорсткості в п'ять разів кутовий діапазон, в якому модель працює, звужується в три рази і становить від 0° до 10° . Визначення фізичних параметрів об'єкта можливо шляхом вирішення системи рівнянь, отриманих з моделі при різних наборах вектора Стокса падаючого випромінювання. Для оцінки якості ахроматических фазових пластинок, що використовуються в телевізійних поляриметричних системах, необхідно крім вимірювання спектрального та кутового діапазонів контролювати розподіл величини фазового зсуву по полю платівки.

РОЗДІЛ 5

РОЗРОБЛЕННЯ СТАРТАП-ПРОЕКТУ «Поляриметр стокса для знаходження шорсткості поверхонь»

5.1 Опис ідеї проекту

Запропонований метод належить до галузі оптики, зокрема проектування оптичних систем. Результатом даного проекту є оптична система для приладу для оцінки шорсткості поверхні.

Таблиця 4.1

Опис ідеї стартап-проекту

Зміст ідеї	Напрямки застосування	Вигоди для користувача
Поляриметр стокса для знаходження шорсткості оптичних поверхонь	1. Оптичні лабораторії	Збільшення швидкості обрахунку, точність, доступність
	2. Інститути	
	3. В різних наукових організаціях	

Використання приладів для знаходження шорсткості оптичних поверхонь є високоточним та надійним способом. Тому, прилади все частіше використовуються у нашому житті. Але, аналоги цього приладу є досить дорогими та недостатньо швидкі в обрахунках, що унеможлиблює застосовувати такі прилади в інститутах. Така могла б дозволити упростити роботу, наприклад, при оцінці точності шорсткості оптичного зразку на заводах або ж при виконання лабораторних дослідів в інституті, що дало б змогу покращити рівень точності вимірювань.

Таблиця 4.2

Визначення сильних, слабких та нейтральних характеристик ідеї проекту

№ п/п	Техніко- економічні характеристики ідеї	(Потенційні) тсвари/концепції конкурентів				W (слабка стор.)	N (нейтр. стор.)	S (сильна стор.)
		Мій проект	Kruss	Atago	Polax			
1	Вартість програмного забезпечення (економічні)	\$1000	\$2000	\$1500	\$2300			+
2	Кількість розробників (технологічні)	1-2	5-7	4-5	6 – 8			+
3	Автоматизація розрахунків	Автом.	Автом.	Автом.	Автом.		+	

Сильними сторонами ідеї проекту є зменшення ціни програмного забезпечення, оскільки спеціалістів такого рівня на ринку вдосталь, і тому краще буде зниження ціни і збільшення кількості продажу приладів. У інших конкурентів вартість програмного забезпечення дуже висока. Також, сильною стороною є невелика кількість розробників, оскільки для написання нового програмного забезпечення не потрібна велика кількість кваліфікованого персоналу. Нейтральною стороною є автоматизація розрахунків.

5.2 Технологічний аудит ідеї проекту

Таблиця 4.3

Технологічна здійсненність ідеї проекту

№ п/п	Ідея проекту	Технології її реалізації	Наявність технологій	Доступність технологій
1	Поляриметр стока для оцінки шорсткості оптичних поверхонь	Автоматизований розрахунок та глобальна оптимізація	Наявні	Доступні

2		Розрахунок вручну на базі теорії поляризації	Наявні	Доступні
3		Оптимізація готових оптичних рішень	Наявні	Доступні
Обрана технологія реалізації ідеї проекту: оптимізація готових оптичних рішень				

Обраною технологією є оптимізація готових оптичних рішень. Такий метод не потребує великої кількості працівників, а також не займає багато часу. Проаналізувавши обраний метод, можна зробити висновок, що реалізація проекту можлива.

5.3 Аналіз ринкових можливостей запуску стартап-проекту

Таблиця 4.4

Попередня характеристика потенційного ринку стартап-проекту

№ п/п	Показники стану ринку (найменування)	Характеристика
1	Кількість головних гравців, од.	8
2	Загальний обсяг продаж, грн./ум.од.	900 млн. дол.
3	Динаміка ринку (якісна оцінка)	Зростає (8,8%/рік)
4	Наявність обмежень для входу (вказати характер обмежень)	Відсутні
5	Специфічні вимоги до стандартизації та специфікації	Відсутні
6	Середня норма рентабельності в галузі (або по ринку), %	14%

Попередній аналіз ринку показав, що динаміка ринку є позитивною, немає обмежень для виходу та немає специфічних вимог до стандартизації та

специфікації. Тому, можна зробити висновок, що за попереднім аналізом потенційний ринок є задовільним для входження.

Таблиця 4.5

Характеристика потенційних клієнтів стартап-проекту

№ п/п	Потреба, що формує ринок	Цільова аудиторія (цільові сегменти ринку)	Відмінності у поведінці різних потенційних цільових груп клієнтів	Вимоги споживачів до товару
1	Поляриметр стокса для оцінки шорсткості оптичних поверхонь	Компанії, установи, яким необхідна проводити оцінку точності шорсткості оптичних поверхонь.	Ціна, компактність, дальність дії.	Приваблива ціна, швидкодія, точність, компактність.

Цільовою аудиторією є компанії, установи, яким необхідна проводити оцінку точності шорсткості оптичних поверхонь. Різна поведінка споживачів спричинена ціною, компактністю приладів, точність обрахунків. Різницею у поведінці компаній є ціна, компактність приладів та точність таких систем.

Таблиця 4.6

Фактори загроз

№ п/п	Фактор	Зміст загрози	Можлива реакція компанії
1	Усі конкуренти – міжнародні компанії	Реалізація такого проекту на міжнародному ринку ускладняється.	Створення більш надійного та дешевого приладу
2	Поведінка компаній-конкурентів	Конкуренти можуть знизити ціну, зробити систему ще	Створення більш надійного та дешевого приладу

		компактнішою та більш надійною	
3	Застосування системи в нових галузях	Конкуренти можуть запропонувати використання подібних технологій в інших галузях	Створення проекту, який буде універсальним та може використовуватись одразу в декількох галузях.
4	Не готовність споживачів до нових брендів	Впровадження систем на виробництві може не виконуватись контроль шорсткості	Запропонувати певну партію таких систем зі знижкою та встановити їх безкоштовно

Аналіз факторів загроз показав, що поведінка компаній-конкурентів може перешкоджати виходу нової компанії на ринок, а також може сприяти виходу цієї компанії з ринку. Тому, майбутня компанія повинна бути гнучкою до будь-яких змін на ринку.

Таблиця 4.7

Фактори можливостей

№ п/п	Фактор	Зміст можливості	Можлива реакція компанії
1	Потреба клієнтів в більш компактному приладі	Клієнти хочуть отримати більш компактний прилад	Застосувати нові технології у виробництві для створення більш компактних систем
2	Відсутність компаній в Україні	Компаній, які випускають такі системи, в Україні мало	можливість монополії в межах України
3	Можливість застосувати товар одразу в декількох галузях	Клієнти хочуть мати товар, який можна використовувати одразу в декількох галузях	Використовуючи програму забезпечення та новітні технології, створити універсальний прилад
4	Поява нових технологій	Рівень технологій перейшов на більш високий рівень	Використовувати новітні технології для створення більш компактних, дешевих та якісних приладів

Аналіз факторів можливостей показав, що поведінка споживачів може призвести до вдосконалення виробництва. Також, мала кількість конкурентів в Україні допоможе вийти на ринок в Україні, а також, вийти на міжнародну арену.

Таблиця 4.8

Ступеневий аналіз конкуренції на ринку

Особливості конкурентного середовища	В чому проявляється дана характеристика	Вплив на діяльність підприємства (можливі дії компанії, щоб бути конкурентоспроможною)
1. Монополістична конкуренція	Галузь в основному є конкурентоспроможною, проте існує декілька явних лідерів	Ускладнений вихід на міжнародний ринок, проте не має проблем для виходу на Український ринок.
2. Глобальний рівень конкурентної боротьби	Конкуренти на ринку	Здобути першість в Україні, та намагатись вийти на міжнародну арену
4. Товарно-видова конкуренція	Конкуренція між товарами одного виду	Створення більш якісних та дешевих товарів
5. Ціновий характер	Продукція дуже дорога	Зменшити вартість розробки, впровадити нові технології

Ступеневий аналіз конкуренції на ринку показав, що не дивлячись на конкуренцію, в Україні вийти на ринок не являється проблемою. Тому, цей проект може здобути першість в Україні, а далі, впроваджуючи нові технології, створюючи більш якісніший та дешевший товар, виходити на міжнародний ринок.

Таблиця 4.9

Аналіз конкуренції в галузі за М. Портером

	Прямі конкуренти в галузі	Потенційні конкуренти	Постачальники	Клієнти	Товари-замінники
Складові аналізу	POLAX Kruss, RePo, WXG	Наявність товарних знаків, розмір капіталовкладень, доступ до ресурсів, можливість використання технологій	Значення розміру поставок для постачальників, налагоджені поставки	Торгівельні знаки, прибутки, система інформації	Ціна, лояльність споживачів
Висновки:	В межах України конкурентна боротьба неінтенсивна	Є можливості входу на ринок за рахунок гнучкості цін, переваг у затратах, мало конкурентів в Україні; потенційні конкур. є серед існуючих компаній	Постачальники не диктують умови роботи на ринку	Клієнти диктують певні умови: впізнання продукту, ціна, реклама, якість	Товари-замінники обмежують ціну товару

Дивлячись на конкурентну ситуацію, деякі обмеження з боку клієнтів та товарів-замінників, можна зробити висновки, що робота на ринку можлива, а особливо на території України. Проект повинен відповідати вимогам споживачів як з точки зору якості і ціни, так і мати маркетинговий потенціал.

Таблиця 4.10

Обґрунтування факторів конкурентоспроможності

№ п/п	Фактор конкурентоспроможності	Обґрунтування (наведення чинників, що роблять фактор для порівняння конкурентних проектів значущим)
1	Потреби споживачів	Потреби споживачів обумовлюють необхідність розробки проекту
2	Ціна та собівартість продукції	Співвідношення рівня ціни з цінами основних конкурентів; система диференціації цін в залежності від політики конкурентів;

		використання новітніх технологій для зменшення собівартості пристрою
3	Результативність	Завжди досягається кінцевий результат
4	Маркетинговий потенціал	Можливе створення імені на внутрішньому ринку з подальшими рекомендаціями на світовому ринку
5	Простота експлуатації	Пристрій простий у використанні та не потребує високої кваліфікації користувачів
6	Технічне обслуговування	Міжнародна технічна допомога та обслуговування клієнтів

В результаті обґрунтування факторів конкурентоспроможності стало видно, що існує фактор потреби споживачів, який обумовлює необхідність розробки проекту, який міг би конкурувати за факторами ціни та собівартості, тобто ціна та собівартість повинні бути на рівні ціни та собівартістю у конкурентів, простим в експлуатації, тобто не потребувати високого рівня знань у споживачів, а також, повинен бути простим в технічному обслуговуванні.

Таблиця 4.11

Порівняльний аналіз сильних та слабких сторін «Поляриметр стокса для оцінки шорсткості оптичних поверхонь»

№ п/п	Фактор конкурентоспроможності	Бали 1-20	Рейтинг товарів-конкурентів у порівнянні з «Поляриметр стокса для оцінки шорсткості оптичних поверхонь»						
			-3	-2	-1	0	+1	+2	+3
1	Потреби споживачів	16					+		
2	Ціна та собівартість продукції	18				+			
3	Результативність	13						+	
4	Маркетинговий потенціал	12					+		
5	Простота експлуатації	15						+	
6	Технічне обслуговування	16					+		

Порівняльний аналіз сильних та слабких сторін «Поляриметр стока для оцінки шорсткості оптичних поверхонь» показав, що в цілому результативність, маркетинговий потенціал та простота експлуатації запропонованого проекту є дещо слабкими сторонами у порівнянні з конкурентами, тому необхідно покращувати позиції в цьому напрямку, хоча деякі позиції покращити майже не можливо, оскільки вони використовують той самий метод, який і так є дуже точним. Тому необхідно в результативності вийти на їх рівень. До сильних факторів конкурентоспроможності можна віднести потреби споживачів, ціну та собівартість продукції, простоту експлуатації та технічне обслуговування.

Таблиця 4.12

SWOT-аналіз стартап-проекту

<u>Сильні сторони</u> : низька собівартість продукції дає змогу зменшити поріг на кінцеву ціну; висока якість продукції; задоволення потреб споживачів; технічне обслуговування	<u>Слабкі сторони</u> : слабкий імідж продукції – на міжнародному ринку певний час компанія буде маловідомою; малий асортимент продукції та послуг.
<u>Можливості</u> : можливість початку роботи у схожих сегментах, нові потреби споживачів.	<u>Загрози</u> : поява нових гравців на ринку, які запропонують кардинально новий підхід, змусять створювати новий продукт або покращувати існуючий; активність конкурентів – конкуренти можуть запропонувати нові додаткові послуги; не готовність споживачів.

SWOT-аналіз стартап проекту дає зрозуміти, що сильними сторонами проекту є низька собівартість, а тому і ціна продукції, висока якість, простота використання та технічне обслуговування. До слабких сторін належать початковий слабкий імідж продукції на міжнародному ринку, малий асортимент продукції та послуг у порівнянні з конкурентами. Зниження

доходів потенційних клієнтів, поява нових гравців на ринку та активність конкурентів. Поява технологій сприятиме збільшенню інтересу, потреб споживачів, а отже і зростанню ринку – це ринкові можливості, до яких можна додати можливість лідерства на внутрішньому ринку та початок роботи у суміжних сегментах.

Таблиця 4.13

Альтернативи ринкового впровадження стартап-проекту

№ п/п	Альтернатива (орієнтовний комплекс заходів) ринкової поведінки	Ймовірність отримання ресурсів	Строки реалізації
1	Продаж певної партії зі знижкою та додатковими безкоштовними послугами	85%	2-3 міс.
2	Залучення до виробництва інститутів	50%	3-4 міс.
3	Виступ на конференціях та виставах	45%	4-8 міс.

На основі SWOT-аналізу було розроблено альтернативи ринкової поведінки для виведення стартап-проекту на ринок та орієнтовний оптимальний час їх ринкової реалізації з огляду на потенційні проекти конкурентів, що можуть бути виведені на ринок. З усіх альтернатив було обрано продаж певної партії зі знижкою та додатковими безкоштовними послугами – 85%, а строки реалізації – найменшими 2-3 міс. Але не виключається дві інші альтернативи, оскільки останній зможе підвищити імідж компанії на міжнародному ринку.

5.4 Розроблення ринкової стратегії проекту

Таблиця 4.14

Вибір цільових груп потенційних споживачів

№ п/п	Опис профілю цільової групи потенційних клієнтів	Готовність споживачів сприйняти продукт	Орієнтовний попит цільової групи (сегменту)	Інтенсивність конкуренції в сегменті	Простота входу у сегмент
1	Навчальні лабораторії	Готові	200 копій	Незначна	Легко
2	Наукові лабораторії	Готові	1000 копій	Незначна в Україні	Легкий вхід в Україну
3	Підприємства	Готові	500 копій	Незначна в Україні	Легкий вихід в Україну
Які цільові групи обрано: підприємства та лабораторії, в яких є необхідність контролю шорсткості оптичних поверхонь.					

Цільовою групою потенційних клієнтів було обрано підприємства та лабораторії, в яких є необхідність контролю шорсткості оптичних поверхонь. Групи готові сприйняти продукт. Орієнтовний попит для першої групи – 200 копій, другої – 1000 копій. Інтенсивність конкуренції в сегменті в рамках України не є значною, а вхід у сегмент є легким. Оскільки компанія працює з декількома сегментами – вона використовуватиме стратегію диференційованого маркетингу.

Таблиця 4.15

Визначення базової стратегії розвитку

№ п/п	Обрана альтернатива розвитку	Стратегія охоплення ринку	Ключові конкурентоспроможні позиції відповідно до обраної альтернативи	Базова стратегія розвитку
1	Продаж певної партії зі знижкою	Ексклюзивний розподіл	За невелику ціну можна отримати як і	Стратегія диференціації

	та додатковими безкоштовними послугами		сам продукт, так і його налаштування та/або ремонт	
--	--	--	--	--

Для обраної альтернативи розвитку проекту було обрано ексклюзивний розподіл як стратегію охоплення ринку, а базовою стратегією – стратегію диференціації. Така стратегія є найбільш доцільною, оскільки вона знижує ступінь замінності товару по відношенню до прямих конкурентів, посилює прихильність до марки, зменшує чутливість до ціни і тим самим підвищує рентабельність. Прихильність клієнтів ослабляє їх тиск на фірму і перешкоджає приходу на ринок нових конкурентів. Підвищена рентабельність збільшує стійкість до можливого зростання витрат в результаті дій сильного постачальника.

Таблиця 4.16

Визначення базової стратегії конкурентної поведінки

№ п/п	Чи є проект «першопроходцем» на ринку?	Чи буде компанія шукати нових споживачів, або забирати існуючих у конкурентів?	Чи буде компанія копіювати основні характеристики товару конкурента, і які?	Стратегія конкурентної поведінки?
1	Ні, оскільки у конкурентів реалізовано схожий підхід, але із більшою ціною та швидкістю обрахунків	Компанія буде забирати існуючих споживачів у конкурентів і шукати нових	Ні, оскільки основними характеристиками є швидкість та точність розрахунку	Стратегія позиціонування

При визначенні базової стратегії конкурентної поведінки було обрано стратегію позиціонування, оскільки вона є найбільш доцільною. Компанія показує чим продукт унікальний, чим відрізняється від конкурентів, чим

корисний споживачу, а саме відбувається позиціювання на особливостях технології, що є важливим для споживачів.

Таблиця 4.17

Визначення стратегії позиціювання

№ п/п	Вимоги до товару цільової аудиторії	Базова стратегія розвитку	Ключові конкурентоспроможні позиції власного стартап-проекту	Вибір асоціацій, які мають сформувати комплексну позицію власного проекту (три ключових)
1	Компактність	Стратегія диференціації	Використання сучасного методів та підходів для вирішення поставлених задач	Простота, компактність, технічне обслуговування
2	Технічне обслуговування			
3	Простота			

Основними вимогами до товару цільової аудиторії є компактність, технічне обслуговування та простота. Ключові конкурентоспроможні позиції дають можливість виконати ці вимоги у повному обсязі, тому і було обрано асоціації на базі вимог цільової аудиторії, які мають сформувати комплексну позицію власного проекту – простота, компактність, технічне обслуговування.

5.5 Розроблення маркетингової програми стартап-проекту

Таблиця 4.18

Визначення ключових переваг

№ п/п	Потреба	Вигода, яку пропонує товар	Ключові переваги перед конкурентами (існуючі або такі, що потрібно створити)
1	контролю шорсткості оптичних поверхонь	Дає змогу швидко та точно знаходити	Пропонований прилад є універсальним, тому його

		шорсткість оптичної поверхні	використання є достатньо простим і не потребує високої кваліфікації користувача
--	--	------------------------------	---

Формування маркетингової концепції товару, який отримає споживач, показало, що споживачі, у яких буде впроваджено даний стартап-проект, будуть задовольнятися потреби, зокрема контролю шорсткості оптичних поверхонь.

Таблиця 4.19

Опис трьох рівнів моделі товару

Рівні товару	Сутність та складові		
I. Товар за задумом	Мінімізована система для ідентифікації людини;		
II. Товар у реальному виконанні	Властивості/характеристики	М/Нм	Вр/Тх/Тл/Е/Ор
	1. Компактність	Нм	Тх
	2. Простота використання	Нм	Е
	3. Технічне забезпечення	М	Тх
	Якість: параметри тестування, стандарти, нормативи, точність		
	Пакування: картонна коробка з поролоном		
III. Товар із підкріпленням	Марка: "Polarix"		
	До продажу: вміння проектувати оптичні та оптико-електронні прилади		
	Після продажу: не потребує особливих навичок		
За рахунок чого потенційний товар буде захищено від копіювання: патенту на корисну модель, комерційної таємниці			

Опис трьох рівнів моделі товару показав, що основний задум даного стартап-проекту полягає у створенні приладу контролю шорсткості оптичних поверхонь. Перевагою цього приладу є швидкість обрахунку та точність вимірювань. До продажу виробникам потрібно мати особливі навички для

створення приладу, а після продажу клієнти зможуть користуватися приладом без спеціальних навичок, що робить прилад простим у використанні. Проект буде захищено від копіювання за рахунок патенту на корисну модель та комерційної таємниці.

Таблиця 4.20

Визначення меж встановлення ціни

№ п/п	Рівень цін на товари замітники	Рівень цін на товари аналоги	Рівень доходів цільової групи споживачів	Верхня та нижня межі встановлення ціни на товар/послугу
1	\$1500-2300	\$2000-3000	\$500-1000	\$500-800

Виконавши аналіз рівня цін на товари замітники, товари аналоги та доходів цільової групи споживачів було сформовано нижню \$500 та верхню \$800 межі встановлення ціни на товар, що дає цінову перевагу перед товарами конкурентів.

Таблиця 4.21

Формування системи збуту

№ п/п	Специфіка закупівельної поведінки цільових клієнтів	Функції збуту, які має виконувати постачальник товару	Глибина каналу збуту	Оптимальна систему збуту
1	На сьогоднішній день клієнти купують продукцію в магазинах та безпосередньо у компанії розробника	- встановлення контактів зі споживачами, їх підтримка; - дослідницька робота зі збору маркетингової інформації; - розробка і реалізація програм	Канал нульового рівня (виробник безпосередньо продає товар клієнту) та продаж через магазини	Збут продукції відбуватиметься безпосередньо через сайт виробника, через посередників (магазини)

		з підтримки лояльності клієнтів.		
--	--	----------------------------------	--	--

Зазначені функції збуту, глибина каналу формують оптимальну систему збуту, яка відбуватиметься через сайт розробника та через магазини. Завдяки цьому можна легко встановлювати контакти зі споживачами та їх подальшу підтримку, організовувати дослідницьку роботу зі збору маркетингової інформації та розробку і реалізацію програм підтримки лояльності клієнтів.

Таблиця 4.22

Концепція маркетингових комунікацій

№ п/п	Специфіка поведінки цільових клієнтів	Канали комунікацій, якими користуються цільові клієнти	Ключові позиції, обрані для позиціювання	Завдання рекламного повідомлення	Концепція рекламного повідомлення
1	Клієнти дізнаються про нові продукти з реклами в інтернеті, наукових публікацій, сайтів компаній, соціальних мереж, за рекомендаціями інших компаній	Соціальні мережі, публікації, інтернет	SMM, контент-маркетинг	Представлення товару, його позиціювання з метою залучення та зацікавлення клієнтів	«Поляриметр стокса для оцінки шорсткості оптичних поверхонь»

Зважаючи на те, що цільові клієнти більшу частину інформації про нові товари отримують через мережу інтернет, сайти, соціальні мережі та публікацій, та доцільними ключовими позиціями було обрано SMM та контент-маркетинг. Завданням рекламного повідомлення є зацікавлення та позиціювання товару новим клієнтам.

Висновки до розділу 4

Виконавши загальний аналіз здійснення ідеї стартап-проекту, можна зробити висновок.

Попит на продукцію є, це підтверджується позитивною динамікою ринку та необхідності у сучасному, компактному та універсальному приладі для контролю шорсткості оптичних поверхонь.

Конкуренція на ринку України в цій області є не значною, що обумовлює легкий вхід на український ринок. За кордоном вже існують компанії, що працюють в цій сфері, проте наявні фактори конкурентоспроможності роблять можливим і вихід на закордонний ринок.

Цільовою аудиторією є компанії, установи, яким необхідна контролю шорсткості оптичних поверхонь.

В якості альтернативи впровадження проекту доцільно обрати продаж певної партії зі знижкою та додатковими безкоштовними послугами. За межами України є необхідність у виступах на конференціях та прийманні участі у міжнародних виставках.

Перевагою цього приладу є компактність та здатність оброблювати дані на порядок вище на точніше. Проект буде захищено від копіювання за рахунок комерційної таємниці та патенту на корисну модель.

Оскільки цільова аудиторія дізнається про нову продукцію переважно через мережу інтернет, спеціальних видань, профільних сайтів та публікацій, було вирішено, що найдоцільнішим шляхом розповсюдження продукції є сайт виробника, через який також можна реалізувати технічну підтримку клієнтів та курси.

Здійснення (імплементация) запропонованого проекту є доцільною, оскільки попит на технології та проекти в області ідентифікації людей є актуальним та щорічно зростає.

ВИСНОВКИ

На основі проведених досліджень можна сформулювати такі висновки:

1. Запропонована теоретична модель багаторазового розсіювання оптичних хвиль на основі одноразового розсіювання на границях розділу діелектричних шарів. Встановлено, що причини виникнення амплітудних і фазових флуктуацій пов'язані зі зміною напрямку хвильового вектору розсіяної хвилі. Чисельно розраховано амплітудні і фазові залежності розсіяного поля від кратності і умов розсіювання.
2. Для випадку розсіювання гаусівського пучка багат шаровим середовищем, що складається з набору випадкових фазових екранів, була отримана матриця когерентності розсіяного випромінювання. Це дало можливість отримати ступінь поляризації, азимут і еліптичність поляризованої компоненти.
3. Запропоновано метод тестування шорстких поверхонь із застосуванням відкритого резонатору, що дозволяє використовувати ефект деполіризації багаторазово розсіяного випромінювання, який суттєво збільшує чутливість.
4. Вперше експериментально спостерігався ефект утворення просторово деполіризованої компоненти при розсіянні однорідно поляризованого когерентного випромінювання набором ізотропних дифузних фазових екранів.
5. Експериментально досліджено особливості формування спекл-структур розсіяного випромінювання стохастичним середовищем, що складається з набору шорстких поверхонь. Показано, що на відміну від заломленої хвилі зворотно відбита не повністю деполіризується навіть при додаванні нескінченної кількості шарів, при цьому досягається ефект насичення деполіризації. Встановлення цієї особливості дозволяє більш детально визначити механізми і моделі розсіювання оптичних хвиль біологічними середовищами.

6. Побудована модель оптичної системи ока, що враховує дві суттєві особливості двопрохідної методики визначення аберацій людського ока: відбивання світла від неплоскої поверхні сітківки та вплив дифузності поширення світла. На основі теоретичних розробок і комп'ютерного експерименту показано, що в двопрохідній методиці парні аберації подвоюються, а непарні аберації компенсуються не повністю.
7. Запропоновано нову методику адаптивного вимірювання оптичних аберацій замкнутої системи ока з врахуванням різної передачі аберацій. Ефективність запропонованої методики була перевірена на комп'ютерній моделі ока з аберациями другого і третього порядку. Методом послідовних ітерацій вдалось підвищити якість зображення оптичної системи до рівня 0.9 за критерієм Штреля.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. – М.: Мир, 1981. – Т. 1. – 280 с.
2. *Adams R.N., Denman E.D.* Wave Propagation and Turbulent Media. – NY: American Elsevier Pub., 1966. – 126 p.
3. *Голобородько А.О., Курашов В.Н.* Зміна поляризації електро-магнітного випромінювання при його розсіювання дифузними поверхнями. // Вісник Київського університету. – 2004 – №4 – с. 300 – 305.
4. *Барчук О.І.* Оптична діагностика шорстких поверхонь за допомогою неоднорідно поляризованого лазерного випромінювання. // Вісник Київського університету. – 1999 – №2 – с. 350–357.
5. *Marx E., Leridon B., Lettieri T.R., Song J.-F., Vorburger T.V.* Autocorrelation functions from optical scattering for one-dimensionally rough surfaces. // Applied Optics. – 1993 – Vol. 32, No. 4 – p. 67–76.
6. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. – М.: Мир, 1981. – Т. 2. – 317 с.
7. *Дерюгина А.И., Курашов В.Н., Мащенко А.И.* Поляризационная структура дифрагированного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере. // Радиотехника и электроника. – 1988 – Том 23, №11 – с. 2399–2408.
8. *Andrews L.S., Phillips R.L., Weeks A.R.* Propagation of a Gaussian-beam wave through a random phase screen. // J. Waves Random Media. – 1997 – Vol. 7 – p.229–244.

9. Барчук О.И., Курашов В.Н., Чумаков А.Г. Определение корреляционных функций амплитудного пропускания фазовых диффузоров методом обратной задачи когерентного рассеяния света // Кв. электроника – 1990 – Т.38 – с. 82–87.
10. Goloborodko A., Khimenko V. Simulation of optical radiation propagation by the turbulent atmosphere. // Proceedings of the sixth international young scientists conference on applied physics (June, 14–16, 2006). – Kyiv: Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of RadioPhysics, 2006. – p.40–41.
11. Голобородько А.О., Курашов В.Н. Моделювання деполаризації когерентного випромінювання при багаторазовому розсіюванні. // Вісник Київського університету. – 2003 – №2 – с. 246 – 255.
12. Курашов В.Н., Молебний В.В., Поданчук Д.В., Коваленко А.В., Данько В.П. Дослідження аберацій ока за допомогою сенсора Шека–Хартмана. // Вісник Київського університету. – 1997.– №.4.– с. 253–262.
13. Williams D.R., Brainard D.H., McMahon M.J., Navarro R. Double-pass and interferometric measures of the optical quality of the eye. // J. Opt. Soc. Amer. A – 1994 – Vol.11, No. 12 – p. 3123–3134.
14. Liang J., Grimm B., Goelz S., Bille J.F. Objective measurement of wave aberrations of the human eye with use of Hartmann–Shack wave-front sensor. // J. Opt. Soc. Amer. A – 1994 – Vol.11, No. 7 – p. 1949–1957.
15. Molebny V.V., Kurashov V.N., Podanchuk D.V., Kovalenko A.V., Pallikaris I.G., Naoumidis L.P. Aberration mapping for sight correction. // SPIE Proc. – 1998 – Vol.3246 – p. 238–248.

16. *Artal P., Marcos S., Navarro R., Williams D.R.* Odd aberations and double-pass measurements of retinal image quality. // J. Opt. Soc. Amer. – 1995 – Vol. 12, No. 2 – p. 195 – 201.
17. *Liang J., Westheimer G.* Optical performances of human eyes derived from double-pass measurements. // J. Opt. Soc. Amer. A– 1995 – Vol.12, No.7 – p.1411–1416.
18. *Гудмен Дж.* Статистическая оптика. – М: Мир, 1988. – 528 с.
19. *Рытов С.М.* Введение в статистическую радиофизику. Часть 1. Случайные процессы. – М.: Наука, 1976. – 496 с.
20. *Bennett J. M., Mattson L.* Introduction to Surface Roughness and Scattering – Optical Society of America, Washington, D.C., 1989. – 126 p.
21. *Church E. L.* Comments on the correlation length. // SPIE Proc. – 1986 – Vol.680. – p.102–111.
22. *Church E. L., Vorburger T. V., Wyant J. C.* Direct comparison of mechanical and optical measurements of the finish of precision machined optical surfaces. // Opt. Eng. – 1985 – Vol.24. – p.388–395.
23. *Stover J. C., Serati S. A., Gillespie C. H.* Calculation of surface statistics from light scatter. // Opt. Eng. – 1984 – Vol.23. – p.406–412.
24. *Irani R.B., Callis C.F.* Particle size measurement interpretation and application. – N.Y. John Wiley, 1963. – 206 p.
25. *Caddle R. D.* Particle Size Determination. – N.Y., Interscience Publishers. Inc., 1965. – 225 p.
26. *Beckmann P., Spizzichino A.* The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces. – London, Pergamon Press, 1963. – 512 p.

27. *Bass F. G., Fuks I. M.* Wave Scattering from Statistically Rough Surfaces. – London, Pergamon, 1979. – 527 p.
28. *Whitehouse D. J.* Handbook of Surface Metrology. – Bristol, IOP Publishing, 1994. – 984 p.
29. *Ogilvy J. A.* Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces – Bristol, Philadelphia, New York, Adam Hilger, 1991. – 292p.
30. *Vorburger T. V., Marx E., Lettieri T. R.* Regimes of surface roughness measurable with scattering. // Appl. Opt. – 1993 – Vol.32, No.19 – p.3401–3408.
31. *Marx E., Vorburger T. V.* Direct and inverse problem for light scattered by a rough surface. // Appl. Opt. – 1990 – Vol.29, No.5 – p.3613–3626.
32. *Stover J. C.* Roughness characterisation of smooth machined surfaces by light scattering. // Appl. Opt. – 1975 – Vol.14, No.8 – p.1796–1802.
33. *Chandley P. J.* Determination of the autocorrelation function of height on a rough surface from coherent light scattering. // Opt. Quantum Electron. – 1976 – Vol.12, No.8 – p.329–333.
34. *Erf R. K.* Speckle Metrology. – New York, Academic, 1978. – 305p.
35. *Yamaguchi I.*, Fringe formation in speckle photography. // J. Opt. Soc. Am. A – 1984 – Vol.1, No.1 – p.81–86.
36. *Stover J. C., Serati S. A., Gillespie C. H.* Calculation of surface statistics from light scatter. // Opt. Eng. – 1984 – Vol.23 – p.406–412.
37. *Thomas J.B.* An introduction to statistical communication theory. – N.Y., John Wiley and Sons, 1969. – 375p.

38. *Parzen E.* Modern probability theory and its applications – N.Y., John Wiley and Sons, 1960. – 480p.
39. *Жевандров Н. Д.* Применение поляризованного света. – М.: Наука, 1978. – 176 с.
40. *Аззам Р.* Эллипсометрия и поляризованный свет. – М.: Мир. – 1981. – 584 с.
41. *Джесрард А., Берч Дж. М.* Введение в матричную оптику. – М.: Мир. – 1978. – 342 с.
42. *Savenkov S.N.* Scattering (Mueller) matrices and experimental determination of matrix elements, Chapter 4 in «*From spectroscopy to remotely sensed spectra of terrestrial ecosystems*» – R.S. Muttiah ed., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands – 2002. – p. 85–107.
43. *Savenkov S. N.* Optimization and structuring of the instrument matrix for polarimetric measurements. // *Opt. Eng.* – 2002 – Vol. 41 – p. 965–972.
44. *Azzam R.* A simple Fourier photopolarimeter with rotating polarizer and analyzer for measuring Jones and Mueller matrices. // *Opt. Commun.* – 1978 – Vol.25, No.2 – p. 137–140.
45. *Jellison G. E., Jr., Modine F. A.* Two-modulator generalized ellipsometry: theory. // *Appl. Opt.* – 1997 – Vol. 36 No.31 – p. 8190–8198.
46. *Шерклифф У.* Поляризованный свет. – М.: Мир, 1965. – 264 с.
47. *Лиоу Ку Хан* Основы радиационных процессов в атмосфере. – Л.: Гидрометеиздат, 1984. – 376 с.
48. *Ушенко О.Г., Пішак В.П.* Лазерна поляриметрична діагностика в біології і медицині. – Чернівці: Чернівецький університет. – 2000. – 302с.

49. *Лопатин В. Н., Сидько Ф. Я.* Введение в оптику взвесей клеток. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд., 1988. – 240 с.
50. *Пришивалко А. П., Бабенко В. А., Кузьмин В. Н.* Рассеяние и поглощение света неоднородными и анизотропными сферическими частицами. – Минск: Наука и техника, 1984. – 263 с.
51. *Розенберг Г. В.* Физические основы спектроскопии светорассеивающих сред // УФН. – 1967. – Т. 91, № 4. – с. 569–608.
52. *Соболев В. В.* Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. – М.: Гостехиздат, 1956. – 391 с.
53. *Шифрин К. С.* Рассеяние света в мутной среде. – М.; Л.: ГИТТЛ, 1951. – 288 с.
54. *Шифрин К.С.* Введение в оптику океана. – Л.: Гидрометеиздат, 1983. – 277 с.
55. *Эскин В. Е.* Рассеяние света растворами полимеров и свойства макромолекул. – Л.: Наука. Ленингр. отд., 1986. – 288 с.
56. *Kerker M.* The scattering of light and other electromagnetic radiation. – N. Y.; L.: Acad Press, 1969. – 667 p.
57. *Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A.* Scattering, absorption, and emission of light by small particles. – N.Y.: Goddard Institute for Space Studies. – 2004. – 471p.
58. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – М.: Мир, 1986. – 660 с.
59. *Дейрменджан Д.* Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. – М.: Мир, 1971. – 166 с.

60. *Ван де Хюлст Г.* Рассеяние света малыми частицами. – М.: Узд. иностр. лит., 1961. – 536с.
61. *Kurashov V.N., Marienko V.V., Molebna T.V., Chumakov A.G.* Polarization changes in coherent electromagnetic radiation stattering by the rough surface. // Proc. SPIE – 1995 – Vol. 2647 – p. 48–56.
62. *Ushenko A.G., Tomka Yu.Y.* Laser polarization selection of two-dimensional birefringence images. // Proc. SPIE – 2005 – Vol. 5972 – p. 59720S.
63. *Ushenko A.G., Pishak V.P., Burkovets D.N., Yermolenko S.B., Pishak O.V., Ushenko Y.A.* Polarizing–correlative processing of images of statistic objects in visualization and topology reconstruction of their phase heterogeneity. // Proc. SPIE – 1999 – Vol. 4016 – p. 419–425.
64. *Angelsky O.V., Ushenko A.G., Pishak V.P., Burkovets D.N., Yermolenko S.B., Pishak O.V., Ushenko Y.A.* Coherent introscopy of phase-inhomogeneous surfaces and layers. // Proc. SPIE – 1999 – Vol. 4016 – p. 413–418.
65. *Germer T. A., Asmail C. C.* Polarization of light scattered by microrough surfaces and subsurface defects. // J. Opt. Soc. Amer. A – 1999 – Vol.19, No.6 – p. 1326–1332.
66. *Maystre D., Faure–Geors H.* Rough surfaces: an improvement of the Kirchhoff approximation. // Proc. SPIE – 1988 – Vol. 1029 – p. 98–106.
67. *Germer T. A.* Polarized light diffusely scattered under smooth and rough interfaces. // Proc. SPIE – 2003 – Vol. 5158 – p. 193–204.
68. *Wiersma D.S.* Light in strongly scattering and amplifying random media. – Universiteit van Amsterdam, Academisch Proefschrift, 1995. – 142p.
69. *Зуев В.Е., Наац И.Э.* Обратные задачи оптики атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат., 1990. – 287с.

70. *Goloborodko A.A., Kurashov V.N.* Simulation of depolarisation scattered coherent radiation. // International Young Scientists Conference on Applied Physics (June, 21–23, 2004) – Kyiv: Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of RadioPhysics, 2004. – p.70–71.
71. *Goloborodko A., Melnichuk D.* Angle dependencies of polarization degree of light scattered by heterogeneous medium. // I International conference “Electronics And Applied Physics” (November, 24–27, 2005) – Kyiv: Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of RadioPhysics, 2005. – p.6–7.
72. *Nee S.M.F., Nee T.W.* Principal Mueller matrix of reflection and scattering measured for a one-dimensional rough surface. // Opt.Eng. – 2002 – Vol.41, No.5, p. 994–1001.
73. *Barchuk O.I., Goloborodko A.A., Kurashov V.N.* Experimental studies of coherent light propagation under multiple scattering. // Ukrainian journal of physics – 2006 – Vol.51 No.9 – p. 850 – 857.
74. *Goloborodko A., Kurashov V., Melnichuk D.* Polarisation changes of light scattered by rough surface. // Fifth International Young Scientists Conference on Applied Physics (June, 20–22, 2005) – Kyiv: Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of RadioPhysics, 2005. – p.30–31.
75. *Голобородько А.О., Курашов В.Н., Мельничук Д.М.* Моделювання зміни поляризації світла при багаторазовому розсіюванні. // Вісник Київського університету. – 2005 – №4 – с. 275 – 279.
76. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики: Пер. с англ. – М.: Наука, 1970. – 856с.
77. *Кулич А.А., Образцова К.А.* Оптические приборы для измерения шероховатости поверхности. – Л.: Машиностроение, 1980. – 215с.

78. Франсон М. Оптика спеклов. – М.: Мир, 1980. – 171с.
79. Барчук О.І., Голобородько А.О., Голобородько Ю.М., Курашов В.Н. Про можливість використання поляризації для визначення характеристик турбулентної атмосфери. // V Міжнародна науково-практична конференція «Сучасні проблеми екологічної та техногенної безпеки регіонів» (4–9 вересня 2006) – Крим, Київ, Харків, 2006 – с. 111–116.
80. Savenkov S.N., Kolisnychenko B.M., Marienko V.V. Real-time polarization laser radar. // SPIE Proc. – 1995. – Vol.2599. – p.73–83.
81. Mendez E.R., Navarette A.G., Luna R.E. Statistics of the polarization properties of one-dimensional randomly rough surfaces. // J. Opt. Soc. Amer. A – 1995 – Vol.12, No. 11 – p. 2507–2515.
82. Ushenko A. G. Polarization structure of scattering laser fields. // Optical Engineering – 1995 – Vol. 34, No. 4 – p. 1088–1093.
83. Колісниченко Б. Н., Мар'єнко В.В. Оптимизация параметров схем измерения матриц рассеяния света // Оптика и спектроскопия. – 1996. – Т. 80, № 6. – с. 966–969.
84. Мар'єнко В. В., Филін А. Г. Вращение плоскости поляризации света с помощью кристалла LiNbO_3 // Вестник Киевского университета. – 1983. – Вып. 24. – с. 62–67.
85. Angelsky O.V., Buchkovsky I.A, Maksimyak P.P., Perun T.O. A fast interference method for measuring the degree of surface roughness // Journal of Modern Optics. – 1991. – Vol.38, №1. – p.1–4.
86. Mishchenko M. I., Hovenier J. W. Depolarization of light backscattered by randomly oriented nonspherical particles. // Opt. Lett. – 1995 – Vol. 20 – p.1356–1358.

87. *Kolisnitchenko B.N., Savenkov S.N., Marienko V.V.* Laser real-time system for the detection, tracking, and recognition. // SPIE Proc. – 1995 – vol.2485. – p.229–235.
88. *Hovenier J.W., Van Der Mee C.V.M.* Testing scattering matrices: a compendium of recipes. // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer – 1996 – Vol. 55, No.5 – p. 649–661.
89. *Savenkov S. N., Muttiah R. S., Oberemok Y. A.* Transmitted and reflected scattering matrices from an English oak leaf. // Applied Optics – 2003 – Vol. 42, No. 24 – p. 4955–4962.
90. *Barchuk O.I., Goloborodko A.A., Kurashov V.N., Oberemok Y.A., Savenkov S.N.* Experimental investigations of light depolarization under multiple scattering. // Proceedings of SPIE. – 2006 – Vol.6254 – 62540W.
91. *Kurashov V.N., Molebny V.V., Kovalenko A.V., Podanchuk D.V., Molebna T.V., Pallikaris I.G., Naoumidis L.P.* Double-pass wave model in eye aberrations study. // Proc. SPIE – 1997 – Vol.3192. – p.235–239.
92. *Prieto P.M., Fernández E.J., Manzanera S., Artal P.* Adaptive optics with a programmable phase modulator: applications in the human eye. // Optics Express – 2004 – Vol.12., No17. – p.4059–4071.
93. *Iglesias I., Lopez-Gil N., Artal P.* Reconstruction of the ocular PSF from a pair of double pass retinal images. // J. Opt. Soc. Am. A. – 1998. – Vol.15 p.326–339.
94. *Artal P., Iglesias .I, López-Gil N., Green D.G.* Double-pass measurements of the retinal image quality with unequal entrance and exit pupil sizes and the reversibility of the eye's optical system. // J. Opt. Soc. Am. A. – 1995. – Vol.12 – p.2358–2366.

95. *Liang J., Williams D. R., Miller D. T.* Supernormal vision and high-resolution retinal imaging through adaptive optics. // J. Opt. Soc. Am. A. – 1997. – Vol.14 – p. 2884–2892.
96. *Fernández E. J., Iglesias I., Artal P.* Closed-loop adaptive optics in the human eye. // Opt. Lett. – 2001. – Vol. 26 – p. 746–748.
97. *Hamman H.* A direct technique for calculating the profile of aberration of the eye measured by a modified Hartmann–Shack apparatus. // Optics Communications. – 2000. – Vol. 173. – p.23–36.
98. *Курашов В. Н., Коваленко А. В., Талалаєвський В. В.* Моделювання кривизни хвильового фронту світла, відбитого сітківкою людини. // Вісник київського університету – 1999 – №.3 – с. 383 – 388.
99. *Lijun Zhu, Pang-Chen Sun, Dirk-Uwe Bartsch, Freeman W. R., Fainman Y.* Adaptive control of micromachined continuous-membrane deformable mirror for aberation compensation // Applied optics – 1999 – Vol. 38 No. 1 – p. 168–175.
100. *Tyson R.K.* Principles of Adaptive Optics. – N.Y. Academic Press, 1998. – 342p.
101. *Сергиенко Н. М.* Офтальмологическая оптика. – Киев: Здоровье, 1982. – 132с.
102. *Овчинников Б.В., Полонская А.А., Полякова И.П.* Оптическая модель глаза. // Оптический журнал – 1996 – №3 – с.74–77.
103. *Голобородько А.О., Курашов В.Н.* Адаптивна корекція аберацій зору за двопрхідною методикою. // Вісник Київського університету. – 2001 – №3 – с. 338 – 347.

104. *Artal P.* Understanding aberrations by using double-pass techniques. // *Journal of Refractive Surgery.* – 2000. – Vol. 16. – p. S560–S562.
105. *Капулло М.В., Коваленко А.В., Курашов В.Н.* Вплив розмірності простору проектування на відновлення оптичного хвильового фронту за тестом Хартмана. // *Вісник Київського університету.* – 2003. – №2 – с. 264–273.
106. *Поданчук Д.В., Данько В.П., Кисіль О.В., Коваленко А.В., Котов М.М.* Сенсор хвильового фронту для метрологічних застосувань. // *Вісник Київського університету.* – 2001 – №3 – с. 392 – 399.
107. *Данько В.П., Котов М.М., Поданчук Д.В., Давиденко С.В.* Сенсор Шека – Хартмана на основі матриці двофокусних голографічних мікро лінз. // *Вісник Київського університету.* – 2003 – №2 – с. 256–263.
108. *Adaptive Optics for Astronomy/* Ed. D. M. Alloin and J.-M. Mariotti. NATO ASI Series: Kluwer Academic Publ. – 1994. – 423p.
109. *Витриченко Э.А.* Адаптивная оптика. – М.: Мир, 1980. – 314с.
110. *Воронцов М.А., Корябин А.В., Шмальгаузен В.И.* Управляемые оптические системы – М.: Наука, 1988. – 256с.
111. *Kovalenko A.V., Kurashov V.N.* Depolarization of inhomogeneously polarized radiation by a random phase diffuser. // *Opt.Spectrosc.* – 1992 – Vol.72, No.3 – p.345–348.